

# IL NUOVO CIMENTO

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA  
SOTTO GLI AUSPICI DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

VOL. IX, N. 4

Serie nona

1 Aprile 1952

## Sull'eccesso positivo verticale ed inclinato dei mesoni $\mu$ .

E. BERETTA, I. FILOSOFO e B. SOMMACAL

Istituto di Fisica dell'Università, Centro di studio degli Ioni veloci del C.N.R. - Padova

(ricevuto l'8 Febbraio 1952)

**Riassunto.** — Sono state eseguite delle misure differenziali dell'eccesso positivo dei mesoni  $\mu$  in una banda energetica compresa fra 0,7 e 1,5 GeV (col baricentro a  $\sim 1,1$  GeV) al livello del mare. Per la direzione verticale si è ottenuto un eccesso  $\delta = 0,21 \pm 0,025$ . Per le direzioni a  $45^\circ$  est ed ovest si è ottenuto rispettivamente  $\delta_{\text{est}} = 0 \pm 0,023$  e  $\delta_{\text{ovest}} = +0,41 \pm 0,025$ . Tali valori si giustificano considerando l'effetto del campo magnetico terrestre sulle traiettorie dei mesoni. La stessa considerazione permette di ricavare pure dalle misure in direzione inclinata un valore dell'eccesso alla generazione  $\delta = 0,21 \pm 0,018$ .

In questi ultimi anni sono state eseguite da vari Autori misure a carattere differenziale e integrale sull'eccesso positivo dei mesoni  $\mu$  nei raggi cosmici. Le misure integrali danno valori dell'eccesso che sono tra loro in ottimo accordo (<sup>1</sup>); esse non sono però così significative come quelle differenziali per il problema della generazione dei mesoni. Misure differenziali ne sono state compiute parecchie (<sup>2</sup>) ed è stata ormai ottenuta una serie molto attendibile

(<sup>1</sup>) D. J. HUGHES: *Phys. Rev.*, **57**, 592 (1940); H. JONES: *Rev. Mod. Phys.*, **11**, 235 (1939); G. BERNARDINI, M. CONVERSI, E. PANCINI, E. SCROCCO e G. WICK: *Phys. Rev.*, **68**, 109 (1945); I. QUERCIA, B. RISPOLI, e S. SCIUTI: *Nuovo Cimento*, **4**, 283 (1947); *Phys. Rev.*, **73**, 516 (1948).

(<sup>2</sup>) N. NÉRESON: *Phys. Rev.*, **73**, 565 (1948); R. B. BRODE: *Nuovo Cimento*, **6** (Suppl.) 465 (1949); M. CONVERSI: *Phys. Rev.*, **76**, 311 (1949); D. E. CARO, J. K. PARRY, H. D. RATHBERGER: *Nature*, **165**, 689 (1950).

di valori (<sup>3</sup>). Tuttavia il problema non è da considerare esaurito dal punto di vista sperimentale, specialmente per quanto riguarda le misure in direzione inclinata e quelle in direzione verticale per le alte energie.

A complemento di misure eseguite in precedenza in questo Istituto e al Laboratorio della Marmolada (<sup>4</sup>) da uno di noi con altri collaboratori abbiamo realizzato un nuovo dispositivo che si presta per la sua buona definizione angolare a misure direzionali di eccesso differenziale e che consente, per l'intensità della misura, anche determinazioni ad energie molto alte. Esso è stato impiegato anzitutto per misure in direzione verticale ed inclinata a Pàdova. Esponiamo qui i risultati di queste, mentre misure verticali ad energie più elevate sono in corso nella galleria di accesso alla Centrale Elettrica di Agordo (Belluno).

1. - Nei dispositivi in questione la discriminazione delle particelle dei due segni è ottenuta con due nuclei di ferro silicio che fanno parte di un circuito magnetico chiuso magnetizzato da opportune

bobine. Nelle fig. 1 e 2 è illustrata la disposizione adottata rispettivamente nella misura verticale e in quella inclinata. I telescopi di contatori  $AB$  e  $A'B'$  individuano due fasci di particelle che, sotto l'azione del campo magnetico, subiscono nei nuclei delle deflessioni dipendenti dal momento e dal segno della carica. Una frazione delle particelle deflesse dal campo viene raccolta dai contatori collettori  $a$ ,  $b$ ,  $a'$ ,  $b'$ . Più precisamente, poiché il campo ha nei due nuclei versi opposti, le particelle di un segno vengono registrate dai collettori  $a$  e  $a'$  e quelle di segno opposto da  $b$  e  $b'$ . Nelle misure vengono contate le coincidenze  $ABA$ ,  $ABB$ ,  $A'B'a'$ ,  $A'B'b'$ , invertendo frequentemente il verso del campo onde eliminare eventuali effetti sistematici dovuti ad imperfetta centratura o a differente efficienza-

(<sup>3</sup>) B. G. OWEN e J. G. WILSON: *Proc. Phys. Soc.*, **62**, 601 (1949); **64**, 417 (1951).

(<sup>4</sup>) P. BASSI, E. CLEMENTEL, I. FILOSOFO e G. PUPPI: *Nuovo Cimento*, **6**, 485 (1949); P. BASSI, I. FILOSOFO, C. MANDUCHI e L. PRINZI: *Nuovo Cimento*, **8**, 469 (1951).

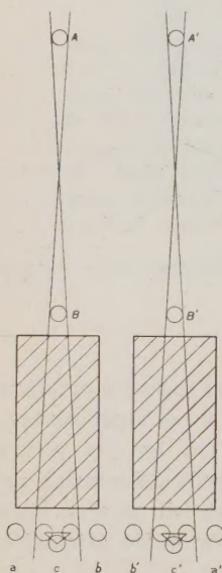


Fig. 1.

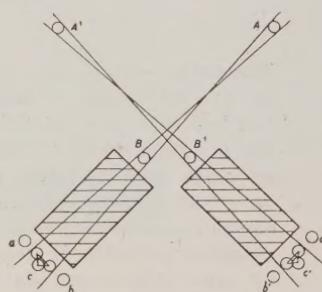


Fig. 2.

dei contatori. Si registrano pure le coincidenze  $ABC$  e  $A'B'c'$ . Sottraendo ai valori ottenuti col campo magnetico il fondo valutato secondo i criteri che verranno discussi nel seguito, si ricavano le frequenze cercate, dei mesoni  $\mu^+$  e  $\mu^-$ .

Abbiamo calcolato la traiettoria che i mesoni  $\mu$  percorrono nel ferro per il valore di  $B = 13\,000$  Gauss usato nelle nostre misure, tenendo conto delle perdite di energia per ionizzazione. Con un metodo grafico abbiamo quindi ricavato la forma della banda energetica raccolta dai collettori (fig. 3). L'energia minima è quella del taglio dovuto ai nuclei di ferro; l'intensità è apprezzabile fino a 1,5 GeV, mentre il bari-centro della banda si trova a circa 1,1 GeV.

I dispositivi erano protetti dagli sciami con contatori in anticoincidenza, non disegnati nelle fig. 1 e 2. Il potere risolutivo del circuito di registrazione era di  $10^{-5}$  s. L'angolo solido del telescopio d'ingresso aveva semiaperture angolari di  $4^\circ$  e di  $30^\circ$ , rispettivamente secondo il diametro e secondo la lunghezza dei contatori.

**2.** — Crediamo opportuno discutere l'influenza che hanno sulle misure le deviazioni per scattering multiplo coulombiano che le particelle subiscono nell'attraversare nuclei ed esporre i criteri seguiti per rendere le nostre misure indipendenti da questo fenomeno.

**a)** Osserviamo anzitutto che un collettore destinato a raccogliere particelle di un segno ha a priori una certa probabilità di registrarne pure di quelle del segno opposto, a causa di una curvatura per scattering contraria a quella dovuta al campo magnetico. Questo caso è illustrato schematicamente in fig. 4, a). Noi abbiamo però fissata la distanza dei collettori dai limiti del fascio definito da  $AB$  e  $A'B'$ , in base ai risultati di una serie di misure preliminari, a un valore tale che codesta probabilità si possa ritenere trascurabile. In queste condizioni l'efficienza del dispositivo nella separazione dei mesoni positivi dai negativi agli effetti della determinazione dell'eccesso è dunque da ritenere praticamente completa.

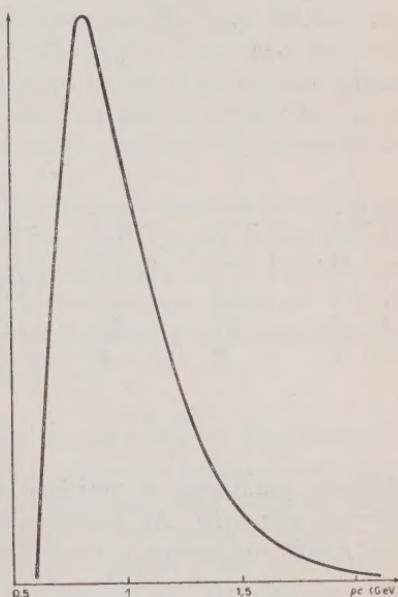


Fig. 3.

b) c) Per quanto riguarda le particelle di un dato segno, nelle misure fatte con il campo magnetico si possono presentare due casi tipici illustrati in fig. 4, b) e c). In b) si ha il caso di una particella di momento e direzione d'ingresso tali da passare a sinistra del collettore che viene diffusa verso destra e registrata, e viceversa. Riteniamo che vi sia un sostanziale compenso di questi eventi. Il caso c) è analogo al caso b) ma relativo a particelle di momento

minore, le quali, in assenza di scattering, passerebbero fuori del collettore, a destra, e vengono deviate dentro di esso, e viceversa. Anche qui si ritiene che vi sia un compenso. Tutt'al più il fenomeno descritto avrà come conseguenza di deformare leggermente la banda energetica di fig. 3. Ma questo non influisce sulla determinazione dell'eccesso positivo, a meno che non esista una profonda differenza tra gli spettri dei mesoni positivi e negativi nell'intervallo energetico delle nostre misure. Una tale differenza non è segnalata dalle misure che abbiamo appositamente

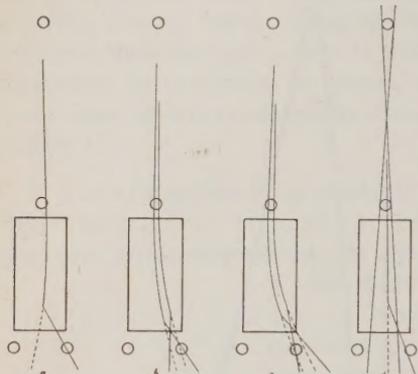


Fig. 4.

effettuate cambiando la posizione dei collettori, in modo da operare su vari intervalli energetici. Ad escludere che vi sia una forte differenza nella forma degli spettri dei mesoni  $\mu$  basta del resto considerare il fatto che l'eccesso positivo è una funzione lentamente variabile dell'energia.

d) Come è illustrato in fig. 4, d) in assenza di campo una particella può essere deviata per scattering entro uno dei collettori. La probabilità di questo fatto decresce molto rapidamente colla distanza del collettore dal limite geometrico del fascio definito dal telescopio d'ingresso, con una legge che abbiamo determinata con un'esperienza apposita.

Concludiamo che le coincidenze registrate con il campo magnetico rivelano essenzialmente gli eventi seguenti:

- 1) Particelle del segno voluto dal campo magnetico.
- 2) Casuali.
- 3) Sciami non anticoincisi dal dispositivo antisciami.

Le coincidenze registrate senza il campo magnetico d'altra parte possono

essere dovute a:

- 2) Casuali.
- 3) Sei ami non anticoincisi dal dispositivo antisciami.
- 4) Particelle diffuse dai nuclei nei collettori.

Da quanto si è osservato in d) si può ritenere che gli eventi del tipo 4) si riducano ad una frazione trascurabile se si allontanano i collettori dai limiti dal fascio definito dalla doppia di ingresso un po' di più di quanto non occorra per le misure col campo; mentre si può esser certi che gli eventi del tipo 2) e 3) non sono sensibilmente influenzati da questa modifica alla geometria del dispositivo.

Le frequenze dei mesoni dei due segni, direttamente significative agli effetti della valutazione dell'eccesso differenziale, sono state perciò da noi ricavate sottraendo alle misure effettuate con campo magnetico quelle ottenute con campo nullo, ma coi collettori spostati dalla loro normale posizione in modo tale che il contributo dello scattering sia trascurabile rispetto alle frequenze degli eventi 2) e 3).

3. - Riportiamo i risultati ottenuti nella misura verticale. Ricordiamo che per un dato verso del campo i collettori  $a$  e  $a'$  registrano particelle dello stesso segno, e  $b$  e  $b'$  quelle del segno opposto. Le frequenze delle particelle positive ( $P$ ) e negative ( $N$ ) riportate nella tabella I sono perciò ricavate dalla somma degli eventi registrati da una coppia di collettori. Nella terza colonna è trascritta pure la frequenza totale  $T$  delle particelle che, indipendentemente dal loro segno, per l'azione del campo magnetico escono dagli angoli solidi dei telescopi  $AB$  e  $A'B'$ :  $T$  risulta direttamente dalla differenza tra le coincidenze  $ABc$  e  $A'B'c'$  registrate senza campo e col campo. Insieme con le frequenze che si ricavano dal conteggio totale abbiamo riportato anche quelle relative ai conteggi parziali diurni e notturni. Con giorno e notte intendiamo riferirci agli intervalli di tempo definiti dal sorgere e dal tramontare del sole.

TABELLA I.

	$P$	$N$	$T$
Giorno . . . . .	$32,5 \pm 0,8$	$26 \pm 0,7$	$138 \pm 8$
Notte . . . . .	$31,7 \pm 0,8$	$25,9 \pm 0,7$	$132 \pm 8$
Total . . . . .	$32,1 \pm 0,55$	$25,9 \pm 0,5$	$135 \pm 6$

### Il valore dell'eccesso positivo verticale

$$\delta = 2 \frac{P - N}{P + N} = 0,21 \pm 0,025,$$

può ritenersi in accordo col valore di  $0,16 \pm 0,015$  trovato da OWEN e WILSON con lo spettrografo magnetico in aria, se si tiene conto dei protoni, i quali vengono discriminati dal dispositivo di Wilson, mentre noi ne abbiamo stimato in  $0,02 \div 0,03$  il contributo al valore dell'eccesso ricavato dalle nostre misure.

Nella misura inclinata l'asse dei contatori era nella direzione nord-sud e l'angolo dei telescopi  $AB$  e  $A'B'$  colla verticale era di  $45^\circ$  rispettivamente ad est e ad ovest. La tab. II riporta i risultati di questa misura.

TABELLA II.

	E s t			O v e s t		
	P	N	T	P	N	T
Giorno .	$4,84 \pm 0,13$	$5,14 \pm 0,13$	$23,8 \pm 1,2$	$6,69 \pm 0,15$	$4,23 \pm 0,12$	$22,9 \pm 1,2$
Notte .	$5,16 \pm 0,13$	$4,92 \pm 0,13$	$22,6 \pm 1,2$	$6,21 \pm 0,14$	$4,28 \pm 0,12$	$22,0 \pm 1,2$
Totalle .	$5,00 \pm 0,09$	$5,03 \pm 0,09$	$23,1 \pm 0,9$	$6,45 \pm 0,09$	$4,25 \pm 0,085$	$22,5 \pm 0,9$

Dalle frequenze registrate nelle due direzioni si ricavano gli eccessi

$$\delta_{\text{Ovest}} = +0,41 \pm 0,025, \quad \delta_{\text{Est}} = 0 \pm 0,023:$$

questi valori si giustificano, come è già stato segnalato da altri Autori (5), tenendo conto della curvatura delle traiettorie dei mesoni nel campo magnetico terrestre.

Gli eccessi in direzione inclinata rivelano un effetto notte-giorno dell'ordine di 0,1. Tale variazione è nel senso che corrisponde ad un aumento apparente dell'angolo zenitale o della traiettoria nell'atmosfera dalla notte al giorno. Sui numeri totali delle particelle dei due segni raccolte dai collettori, e di quelle che vengono spazzate dal campo fuori dell'angolo solido del dispositivo, non notiamo invece la grossa variazione notte-giorno risportata da altri Autori (6).

Il valore dell'eccesso positivo ottenuto con il dispositivo verticale è in

(5) I. QUERCIA, B. RISPOLI e S. SCIUTI: *Nuovo Cimento*, **7**, 715 (1950); G. GROETZINGER e W. MC CLURE: *Phys. Rev.*, **77**, 777 (1950).

(6) D. GLASER, B. HAMERMESCH e G. SAFONOV: *Phys. Rev.*, **80**, 625 (1950).

accordo con quello che si può ricavare dalle frequenze registrate dal dispositivo inclinato.

Due particelle di segno contrario che entrano nel dispositivo rispettivamente da est e da ovest hanno compiuto nell'atmosfera cammini complessivi uguali per effetto del campo magnetico terrestre. Le frequenze di queste particelle non risentono perciò di asimmetrie dovute a differenze di percorso, e da esse si può ricavare un valore per l'eccesso alla generazione che è direttamente confrontabile con l'eccesso positivo verticale: noi troviamo così  $\delta = +0,21 \pm 0,018$ . Questo valore risulta dalla combinazione di due fra loro differenti: infatti se si confrontano i mesoni positivi che arrivano da ovest con i negativi che arrivano da est si trova un eccesso alla generazione:

$$\delta = 2 \frac{P_0 - N_E}{P_0 + N_E} = + 0,25 \pm 0,025 ,$$

mentre se si considerano i mesoni positivi che entrano nel dispositivo da est ed i negativi che entrano da ovest si ottiene:

$$\delta = 2 \frac{P_E - N_0}{P_E + N_0} = + 0,16 \pm 0,023 .$$

Data la limitata precisione statistica non avrebbe molto significato tentare una spiegazione quantitativa di codesta differenza: possiamo rilevare tuttavia che essa è nel senso prevedibile in base alla considerazione che il taglio del campo magnetico terrestre sulla primaria è, anche alle nostre latitudini, sensibilmente differente a  $45^\circ$  est e a  $45^\circ$  ovest.

Ringraziamo vivamente il prof. G. PUPPI per l'interesse con cui ha costantemente seguito queste misure e la Società Adriatica di Elettricità che ci ha gentilmente messo a disposizione i nuclei di ferro.

#### SUMMARY

Differential measurements have been made at sea level on the positive excess of  $\mu$ -mesons in the energy interval between 0,7 and 1,5 GeV. The results are  $\delta = 0,21 \pm \pm 0,025$  in the vertical direction,  $\delta_{\text{east}} = 0 \pm 0,023$  in the  $45^\circ$  east and  $\delta_{\text{west}} = 0,41 \pm 0,025$  in the  $45^\circ$  west direction. The last values are explained with the influence of the earth's magnetic field on meson trajectories. By considering the same influence a value  $\delta = 0,21 \pm 0,018$  of the excess at generation is deduced from the measurements in the inclined directions.

## Sullo schema di disintegrazione del $K^{40}$ .

M. PAGANELLI e G. QUAREN

Istituto di Fisica dell'Università, Centro di studio degli Ioni Velozi del C.N.R. - Padova

(ricevuto l'8 Febbraio 1952)

**Riassunto.** — Viene messa in evidenza l'associazione fra i processi di cattura  $K$  e di emissione  $\gamma$  del  $K^{40}$ . L'esperienza si basa sulla rivelazione, mediante un dispositivo di contatori di G.M., delle coincidenze dei quanti  $\gamma$  con gli elettroni Auger e i raggi X che conseguono alla cattura  $K$ .

### 1. — Introduzione.

La radioattività del  $K^{40}$  è stata, in particolare negli ultimi anni, oggetto di numerose ricerche sperimentali e teoriche, intese a determinare definitivamente lo schema di trasformazione e le costanti relative. Si trattava sostanzialmente di decidere: 1) se sussiste la trasformazione  $K^{40} \rightarrow A^{40}$ , accanto a quella  $K^{40} \rightarrow Ca^{40}$  indicata dall'attività  $\beta$ ; 2) in caso affermativo, quale è il rapporto di probabilità dei due processi; 3) se la radiazione  $\gamma$  è legata all'uno o all'altro di essi.

L'esistenza della trasformazione  $K^{40} \rightarrow A^{40}$  è stata provata, per via indiretta, dalle determinazioni con lo spettrografo di massa delle percentuali di  $A^{40}$  contenuto in minerali potassici di antica origine, e, per via diretta, dalla rivelazione degli elettroni Auger o dei raggi X consequenti alla cattura  $K$ , alla quale è principalmente da ricondurre la trasformazione. Non è stata infatti rivelata emissione di positoni da parte del potassio <sup>(1)</sup> <sup>(2)</sup> <sup>(3)</sup>, pur essendo questo processo energeticamente possibile.

<sup>(1)</sup> P. R. BELL e J. M. CASSIDY: *Phys. Rev.*, **79**, 173 (1950).

<sup>(2)</sup> M. L. GOOD: *Phys. Rev.*, **81**, 1058 (1951).

<sup>(3)</sup> S. A. COLGATE: *Phys. Rev.*, **81**, 1063 (1951).

I valori ottenuti per il rapporto  $\lambda_K/\lambda_\beta$  delle costanti di trasformazione sono elencati nella tab. I.

TABELLA I.

AUTORI	$\lambda_K/\lambda_\beta$	Metodo
SUESS (4)	$0,05 \pm 0,02$	
ALDRICH e NIER (5)	$\geq 0,09$	Esame di minerali con lo spettrografo di massa
INGHRAM, BROWN, PATTERSON e HESS (6)	$0,126 \pm 0,005$	
PAHL, HIBY, SMITS e GENTNER (7)	0,1	
SAWYER e WIEDENBECK (8)	$0,135 \pm 0,04$	Elettroni Auger
CECCARELLI, QUARENİ e ROSTAGNI (9)	$0,044 \pm 0,024$	Raggi X
GRÁF (10)	$< 0,2$	" "
HOUTERMANS, HAXEL e HEINTZE (11)	$< 0,55$	" "
SAILOR, FLOYD e BORST (12)	$< 0,2$	" "

Dalla tabella appare che i dati sperimentali a disposizione o costituiscono solamente dei limiti superiori o inferiori, oppure sono affetti da errori relativi molto forti. Queste esperienze sono rese delicate, in primo luogo, dalla debole attività, e poi dalla difficoltà intrinseca di rivelare la cattura  $K$ ; tanto più nel caso del  $K^{40}$ , in cui i raggi X e gli elettroni Auger che conseguono alla cattura hanno una energia di appena 3000 eV.

Si è oggi propensi a ritenere, pur mancando qualsiasi prova diretta, che la radiazione  $\gamma$  sia associata al processo di cattura  $K$ . Le indicazioni in favore di questa ipotesi sono le seguenti:

- 1) i tentativi di osservare delle coincidenze  $\beta$ - $\gamma$  hanno avuto esito negativo (11) (13);
- 2) l'associazione della radiazione  $\gamma$  con la disintegrazione  $\beta$  appare difficilmente conciliabile col fatto che  $E_\gamma = 1,46 \pm 0,02$  MeV (1) (14) è maggiore

(4) H. E. SUESS: *Phys. Rev.*, **73**, 1209 (1948).

(5) L. I. ALDRICH e A. O. NIER: *Phys. Rev.*, **74**, 876 (1948).

(6) M. G. INGHRAM, H. BROWN, C. PATTERSON e D. C. HESS: *Phys. Rev.*, **80**, 916 (1950); **81**, 298A (1951).

(7) M. PAHL, J. HIBY, F. SMITS e W. GENTNER: *Zeits. Naturforsch.*, **5a**, 404 (1950).

(8) G. A. SAWYER e M. L. WIEDENBECK: *Phys. Rev.*, **79**, 490 (1950).

(9) M. CECCARELLI, G. QUARENİ e A. ROSTAGNI: *Phys. Rev.*, **80**, 909 (1950); *Nuovo Cimento*, **8**, 132 (1951).

(10) T. GRÁF: *Arkiv för Fysik*, **3**, Nr 13, 171 (1951).

(11) F. G. HOUTERMANS, O. HAXEL e J. HEINTZE: *Zeits. f. Phys.*, **128**, 657 (1950).

(12) V. L. SAILOR, J. J. FLOYD e L. B. BORST: *Phys. Rev.*, **81**, 298 (1951).

(13) H. A. MEYER, G. SCHWACHHEIM e M. D. SOUZA SANTOS: *An. Ac. Bras.*, **19**, 189 (1947).

(14) R. W. PRINGLE, S. STANDIL e K. I. ROULSTON: *Phys. Rev.*, **77**, 841 (1950).

di  $E_\beta = 1,36 \pm 0,03$  MeV (essendo  $E_\beta$  il limite superiore dello spettro) (15);

3) il valore del rapporto  $\lambda_\gamma/\lambda_\beta \leq 0,1$  (8) (11) (16) coincide col valore presunto di  $\lambda_K/\lambda_\beta$ ;

4) la differenza di massa fra  $K^{40}$  ed  $A^{40}$  è maggiore che fra  $K^{40}$  e  $Ca^{40}$  ( $Ca^{40} - A^{40} = 0,30 \pm 0,08$  MeV) (17), come  $E_\gamma > E_\beta$ .

Lo schema di disintegrazione del  $K^{40}$  che oggi si ritiene più probabile è dunque quello indicato in fig. 1, proposto da H. E. SUESS (4) nel 1948.

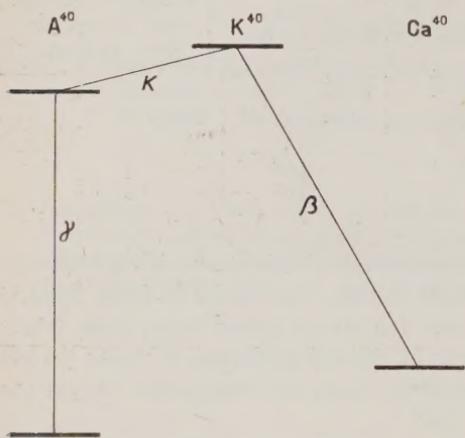


Fig. 1.

Il  $K^{40}$  si trasformerebbe per cattura  $K$  in uno stato eccitato del nucleo  $A^{40}$ , e la radiazione  $\gamma$  verrebbe emessa nel successivo passaggio allo stato fondamentale. La transizione diretta dal  $K^{40}$  allo stato fondamentale dell' $A^{40}$ , che potrebbe avvenire sia per emissione di  $\beta^+$  che per cattura  $K$ , è ritenuta poco probabile; ciò è suggerito sia dai dati sperimentali che da considerazioni teoriche (18).

Allo scopo di convalidare lo schema di disintegrazione descritto, ci siamo proposti di procurare una prova diretta dell'associazione dei processi di cattura  $K$  e di emissione  $\gamma$ . L'esperienza è basata sulla rivelazione, mediante un dispositivo di contatori di G.M., delle coincidenze tra i quanti  $\gamma$  e gli elettroni Auger o i raggi X conseguenti alla cattura  $K$ .

**2. – Dispositivo sperimentale.**

Il dispositivo è illustrato in fig. 2. In  $X$  e  $Y$  vengono posti dei contatori di  $5 \times 50$  cm $^2$  i quali possono essere di due tipi: contatori ordinari, e conta-

(15) P. R. BELL, B. WEAVER e J. CASSIDY: *Phys. Rev.*, **77**, 399 (1950); D. E. ALBURGER: *Phys. Rev.*, **78**, 629 (1950).

(16) T. GRÄF: *Phys. Rev.*, **74**, 831 (1938); W. R. FAUST: *Phys. Rev.*, **78**, 626 (1950); R. W. STOUT: *Phys. Rev.*, **71**, 908 (1947); F. W. SPIERS: *Nature*, **165**, 356 (1950); L. H. AHRENS e R. D. EVANS: *Phys. Rev.*, **74**, 279 (1948); J. J. FLOYD e L. B. BORST: *Phys. Rev.*, **75**, 1106 (1949); G. A. SAWYER e M. L. WIEDENBECK: *Phys. Rev.*, **76**, 1535 (1949).

(17) T. R. ROBERTS e A. O. NIER: *Phys. Rev.*, **79**, 198 (1950).

(18) E. L. FIREMAN: *Phys. Rev.*, **75**, 1447 (1949); P. MORRISON: *Phys. Rev.*, **82**, 209 (1951).

tori muniti di uno strato sottile di alogenuro di potassio depositato all'interno sulla superficie catodica. Del secondo tipo sono stati costruiti 5 contatori diversi che chiameremo *a), b), c), d), e)*; la composizione chimica degli strati è indicata nella 2<sup>a</sup> colonna della tab. II; nella 3<sup>a</sup> e 4<sup>a</sup> colonna della stessa tabella sono indicati rispettivamente gli spessori medi in g/cm<sup>2</sup> e le masse totali di potassio contenuto. Gli strati sono stati ottenuti per spruzzamento di soluzioni. L'esame microscopico ci ha rivelato che essi non ricoprono per intero la superficie metallica, di 785 cm<sup>2</sup>, sulla quale sono depositati. Essi hanno struttura cristallina, con elementi di dimensioni variabili da 1 a 40  $\mu$  circa, disposti per la maggior parte in agglomerati. Con l'aiuto di un microscopio a luce riflessa con tavolino integratore (\*) abbiamo tentato una determinazione approssimata dell'area della superficie cristallina nei diversi casi. Abbiamo così valutato in 400 cm<sup>2</sup> quella dello strato del contatore *a)* ed in 1300 cm<sup>2</sup> quella degli strati di *b), c), d)*, con errori presumibili del 30%. La migliore determinazione si è potuta compiere per lo strato di KI del contatore *b)*, grazie alla regolarità dei cristalli che lo costituiscono.

La presenza di questi strati non reca inconvenienti al normale funzionamento dei contatori.

I contatori posti in *X* e *Y* sono circondati da altri 24 contatori (di cui 22 hanno dimensioni  $4 \times 70$  cm<sup>2</sup> e 2, posti accanto ad *X* e *Y*, sono di  $5 \times 70$  cm<sup>2</sup>) divisi in due gruppi *A* e *B* di 12 ciascuno, riuniti in parallelo. Le pareti di tutti i contatori sono di ottone dello spessore di un millimetro.

I gruppi *A* e *B* racchiudono *X* ed *Y* in modo tale che qualsiasi raggio che attraversi *X* o *Y*, tranne quelli contenuti in limitati angoli solidi in corrispondenza delle estremità, deve attraversare almeno un contatore del gruppo *A* ed almeno uno del gruppo *B*.

Vengono registrate contemporaneamente le coincidenze triple *A-X-B* e *A-Y-B* e le coincidenze doppie *X-AB* e *Y-AB* (in questo caso i gruppi *A* e *B* funzionano in parallelo).

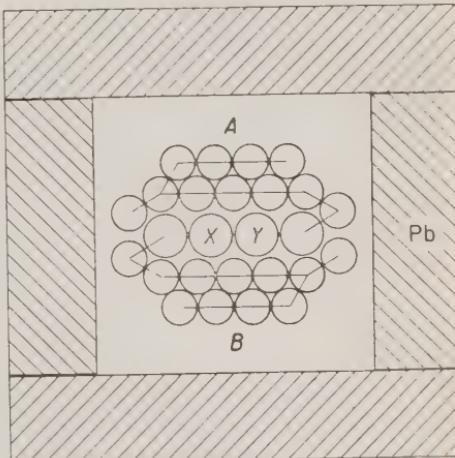


Fig. 2.

(\*) Ringraziamo il prof. A. BIANCHI, Direttore dell'Istituto di Mineralogia dell'Università di Padova, per averci messo gentilmente a disposizione lo strumento.

Sono stati disposti due alloggiamenti  $X$  e  $Y$  e costruiti due canali di coincidenze doppie e triple allo scopo di abbreviare la durata dell'esperienza, potendo eseguire contemporaneamente due misure diverse.

Il tempo di risoluzione del circuito era di  $(12,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$  s. La sua determinazione è stata fatta col solito metodo del conteggio delle coincidenze fra contatori lontani e sullo stesso piano orizzontale. Un controllo è stato eseguito mediante un impulsatore elettronico che forniva due sorgenti di impulsi coerenti e sfasabili a piacere.

Il principio della misura è il seguente. Gli elettroni Auger, oppure i raggi  $X$ , conseguenti alla cattura  $K$ , i quali riescono ad emergere dallo strato di sale, nonostante la piccola energia, trovandosi nel volume sensibile del contatore possono produrre un impulso in questo. La probabilità di avere un impulso è praticamente 1 per un elettrone; per un fotone  $X$  è invece minore e dipende tra l'altro dalla pressione del gas di riempimento. Se alla cattura  $K$  è associata l'emissione di un quanto  $\gamma$ , questo potrà essere rivelato da un contatore dei gruppi  $A$  e  $B$ ; potrà dunque essere registrata una coincidenza doppia dovuta al fenomeno in studio.

Esponiamo ora il metodo seguito per separare l'effetto dovuto al  $K^{40}$  dalle altre coincidenze che si devono attendere.

Sono da scartare le coincidenze doppie accompagnate dalle triple corrispondenti. Queste coincidenze sono provocate dai raggi cosmici, a parte una frazione trascurabile che può essere dovuta ad eventi di altra natura oppure a coincidenze casuali.

Si terrà conto perciò delle sole coincidenze doppie isolate. Consideriamo le principali cause di queste:

- 1) l'effetto dovuto alla presenza del potassio;
  - 2) raggi molto inclinati rispetto alla verticale, che pervengono alle estremità del dispositivo ed attraversano solamente uno dei due gruppi  $A$  o  $B$  ed un contatore centrale;
  - 3) particelle cariche di bassa energia, provenienti dall'esterno, che si arrestano nelle pareti dei contatori dopo aver causato una coincidenza doppia;
  - 4) fotoni  $\gamma$ , i quali hanno una certa probabilità di provocare successivamente impulsi in due contatori attraverso produzione di elettroni per effetto Compton, fotoelettrico, coppie di materializzazione, mentre la probabilità che l'effetto si ripeta in un terzo contatore è naturalmente molto più piccola;
  - 5) le inevitabili cause strumentali: coincidenze casuali, facili da compiere conoscendo il potere risolutivo del circuito; inefficienza dei contatori, del tutto trascurabile nel nostro caso.
- Quando al centro del dispositivo verrà posto un contatore ordinario, cioè privo di sale potassico, non avremo l'effetto dovuto al  $K^{40}$ ; inoltre diminuirà il numero di coincidenze casuali, essendo diminuita la frequenza degli impulsi.

Considereremo perciò la differenza:

$$(1) \quad N = (D - T) - (D' - T') - (C - C'),$$

dove  $D, T, C$  sono rispettivamente le frequenze orarie delle coincidenze doppie, triple, doppie casuali ottenute con il contatore provvisto di potassio e  $D', T', C'$  le frequenze analoghe relative ad un contatore senza potassio.

Poichè prevedevamo un effetto molto piccolo (una coincidenza all'ora), ci siamo preoccupati di ridurre il più possibile il fondo, costituito dalla differenza  $D' - T'$ . Per ottenere ciò bisognava proteggere il dispositivo, sia dalla radiazione cosmica, che dalla radioattività ambiente; perciò abbiamo installato il dispositivo in caverna, sotto 150 m di roccia, e lo abbiamo schermato da tutti i lati con uno spessore di 10 cm di piombo. In queste condizioni il fondo risultò dovuto principalmente ai fotoni della radioattività ambiente. Schermando il dispositivo dei contatori con uno spessore di piombo di soli  $3 \frac{1}{2}$  cm, il fondo era di circa 26 coincide/h, che si ridussero a 6 triplicando lo spessore. Verificammo che realmente un notevole apporto alle coincidenze può essere dovuto a fotoni di origine radioattiva, avvicinando ai contatori un debole preparato di radio. Le 6 coincide/h rimaste non si possono certamente imputare a nessuna delle altre cause dette prima (ad esempio le coincidenze casuali sono soltanto 0,11 all'ora). Riteniamo perciò che il fondo fosse dovuto in massima parte alla radioattività ambiente, nonostante il forte spessore di piombo usato per assorbirla. Uno studio su questo argomento è stato fatto recentemente da MIESOWICZ e coll.<sup>(19)</sup> con una esperienza di coincidenze fra contatori eseguita sotto terra.

### 3. – Risultati delle misure.

Nella tab. II sono raccolti i dati di misura: nella 2<sup>a</sup> colonna è indicato il sale di potassio usato, nella 3<sup>a</sup> lo spessore medio dello strato in g/cm<sup>2</sup>, nella 4<sup>a</sup>

TABELLA II.

	Alogenuro	g/cm <sup>2</sup>	Grammi di K	Pressione in torr	$N$ coide/h
<i>a</i>	KCl	$0,53 \cdot 10^{-4}$	0,022	95	$0,45 \pm 0,15$
<i>b</i>	KI	$11,7 \cdot 10^{-4}$	0,212	95	$1,11 \pm 0,17$
<i>c</i>	KCl	$5,3 \cdot 10^{-4}$	0,219	95	$1,21 \pm 0,18$
<i>d</i>	KF	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,225	95	$1,90 \pm 0,21$
<i>e</i>	KF	$14 \cdot 10^{-4}$	0,730	95	$3,12 \pm 0,72$
<i>e'</i>	KCl	$5,3 \cdot 10^{-4}$	0,219	400	$1,43 \pm 0,18$
<i>d'</i>	KF	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,225	400	$2,38 \pm 0,18$

<sup>(19)</sup> M. MIESOWICZ, L. JURKIEWICZ e J. M. MASSALSKI: *Phys. Rev.*, **77**, 380 (1950).

la massa complessiva di potassio naturale contenuta nello strato, nella 5<sup>a</sup> la pressione totale della miscela di riempimento del contatore (12 torr di alcool etilico + argon), nella 6<sup>a</sup> ( $N$ ) le coinc/h dovute al potassio, calcolate secondo (1).

#### 4. – Discussione dei risultati.

Esaminando i dati riportati nella tab. II appare evidente che  $N$  non varia proporzionalmente al variare della massa di potassio. I casi b), c), d) mostrano che  $N$ , rimanendo costante la massa di potassio, subisce sensibili variazioni al variare della natura chimica dello strato.

Questo comportamento si giustifica se si ammette che le coincidenze siano dovute, in buona parte almeno, ad una radiazione penetrante che interessa i contatori *A* e *B*, coerente con una radiazione di brevissimo range, che interessa i contatori centrali contenenti il potassio. Le variazioni dello spessore e della composizione chimica degli strati da noi impiegati non sono assolutamente tali da influire su una radiazione penetrante; si faranno invece sentire sull'intensità di una radiazione, il cui range è inferiore allo spessore dei cristalli che formano lo strato emittente. Se questo range è molto più piccolo delle dimensioni lineari dei cristalli, l'intensità della radiazione che emerge dallo strato sarà proporzionale alla superficie dello strato stesso, anziché alla quantità di potassio contenuta. Osservando le curve di fig. 3 e tenendo conto delle densità  $\delta$  dei sali, si deduce che i range degli elettroni di 3000 eV (valore approssimato dell'energia del livello *K* dell'argon) nei sali considerati sono inferiori a 0,3  $\mu$  e quindi molto più brevi delle dimensioni lineari dei cristalli dello strato.

Appare quindi fin d'ora che i risultati ottenuti sono in accordo qualitativo coll'ipotesi dell'associazione dei raggi  $\gamma$  con gli elettroni Auger.

I risultati ottenuti nelle misure c') e d'), che si differenziano dalle misure c) e d) perché è aumentata la pressione della miscela di riempimento e quindi il rendimento dei contatori per i fotoni, si accordano con l'ipotesi che una frazione delle coincidenze sia dovuta all'associazione dei quanti  $\gamma$  con i raggi X, che conseguono alla cattura *K*. Un sensibile aumento delle coincidenze si riscontra solamente nel caso dello strato di KF, e non nel caso dello strato di KCl, in accordo con l'ipotesi che si tratti realmente dei raggi X della riga *K<sub>a</sub>* dell'argon, i quali sono fortemente assorbiti dal cloro.

Consideriamo ora i fenomeni, ai quali si potrebbe eventualmente ricondurre l'effetto registrato:

1) *Coincidenze provocate dai raggi  $\beta$ .* – Il percorso massimo delle particelle  $\beta$  di 1,4 MeV nell'ottone è di 0,7 g cm<sup>2</sup>, secondo la formula di Bloch. Per provocare direttamente una coincidenza *X-AB* o *Y-AB*, una particella

dovrebbe attraversare due pareti di contatori, vale a dire  $1.68 \text{ g/cm}^2$ . Tale possibilità è quindi esclusa.

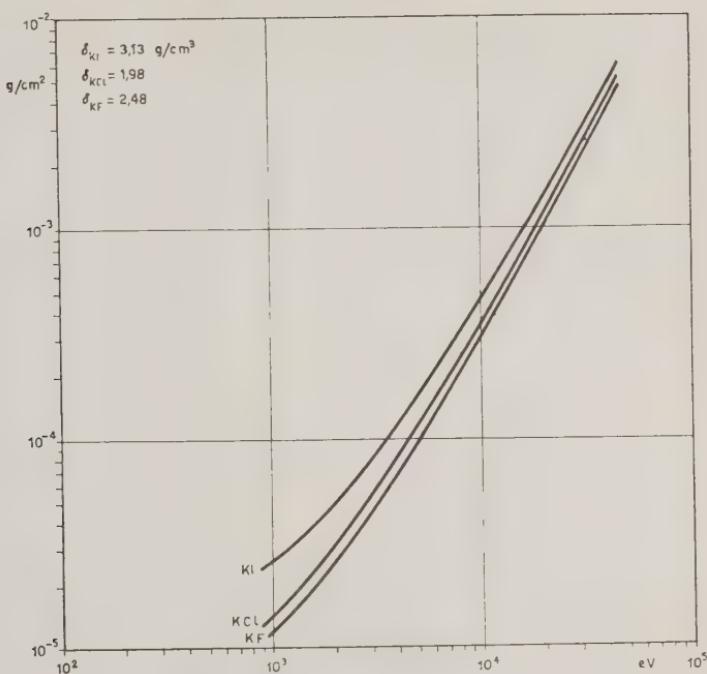


Fig. 3.

2) *Coincidenze  $\beta$ - $\gamma$ .* — Se la radiazione  $\gamma$  fosse associata alla disintegrazione  $\beta$  il nostro dispositivo ne registrerebbe naturalmente le coincidenze. Con un dispositivo simile al nostro HOUTERMANS e coll. (11) eseguirono recentemente un'esperienza, il cui risultato permette di escludere che più dello 0,6% dei raggi  $\beta$  di energia elevata possa essere coerente coi raggi  $\gamma$ . Essi sperimentarono con un contatore (corrispondente ad  $X$  o  $\Sigma$  nel nostro caso) che conteneva all'interno uno strato di  $KCl$  di  $10^{-2} \text{ g cm}^2$  su  $250 \text{ cm}^2$  di superficie. Poiché il dispositivo non poteva registrare tutte le particelle  $\beta$  dello spettro, in quanto quelle di bassa energia ( $< 20 \text{ keV}$ ) venivano in gran parte assorbite dallo strato emittente, il risultato si riferisce solamente alle  $\beta$  più energiche. Gli autori riconoscono inoltre che il loro dispositivo non era sufficientemente sensibile per mettere in evidenza eventuali coincidenze dovute all'associazione dei quanti  $\gamma$  con i raggi  $X$  o gli elettroni Auger conseguenti alla cattura  $K$ . Precedentemente MEYER e coll. (13) erano arrivati alle stesse conclusioni per

le particelle  $\beta$  di energia più elevata: essi avevano infatti sperimentato col potassio all'esterno dei contatori.

A differenza delle esperienze sopra citate noi riscontriamo, in tutti i casi provati, un numero sensibile di coincidenze dovute alla presenza del potassio. L'entità dell'effetto è però compatibile coi risultati negativi degli altri autori.

È noto che l'attività  $\beta$ , anche quando non è legata all'emissione di determinate righe  $\gamma$ , è sempre accompagnata da un fondo continuo di fotoni generati per Bremsstrahlung nel nucleo stesso d'origine <sup>(20)</sup> e nel campo coulombiano degli atomi attraversati. L'intensità di questa varia fra  $10^{-2}$  e  $10^{-3}$  dell'intensità  $\beta$ , a seconda del nucleo di origine, dell'energia dello spettro  $\beta$  e della materia attraversata. Nello spettro predominano i fotoni di bassa energia. I dati sperimentali disponibili sono molto scarsi; essi si riferiscono soprattutto alla radiazione  $\beta$  del  $P^{32}$  di 1.7 MeV <sup>(21)</sup>. Da considerazioni fondate su codesti dati e sul rendimento dei contatori per i fotoni siamo portati a ritene che la frazione delle coincidenze riconducibile a questo effetto sia piccola nel nostro caso. Data l'incertezza dei calcoli effettuabili, la questione non può tuttavia essere decisa che a posteriori, esaminando la dipendenza dei numeri di coincidenze osservate dallo spessore e dalla composizione dello strato.

3) *Coincidenze provocate dai raggi  $\gamma$ .* — I raggi  $\gamma$  del potassio possono provocare delle coincidenze  $X\text{-}AB$  o  $Y\text{-}AB$ , in quanto un fotone subisce un effetto Compton nella parete di  $X$  o di  $Y$ , inviando l'elettrone nell'interno del contatore stesso ed il fotone secondario a liberare un altro elettrone Compton o fotoelettrico nel sistema  $AB$ . Considerazioni fondate sia sul rendimento dei contatori in ottone per i raggi  $\gamma$  delle energie in questione, sia sui risultati di determinazioni dirette delle coincidenze  $X\text{-}AB$  ottenute ponendo in  $Y$  circa 1 kg di KCl contenuto in apposito tubo, ci hanno portati alla conclusione che questo fenomeno non potrebbe giustificare che una piccola frazione delle coincidenze osservate. D'altra parte questa frazione dovrebbe, come le coincidenze  $\beta\text{-}\gamma$ , essere proporzionale alla massa dello strato, indipendentemente dal suo spessore, mentre ciò non si verifica affatto per le coincidenze osservate.

4) *Coincidenze  $K\text{-}\gamma$ .* — Secondo quanto abbiamo precedentemente esposto la frazione di coincidenze dovuta all'associazione  $K\text{-}\gamma$  è da ritenersi proporzionale all'area  $S$  degli strati, mentre quelle eventuali dovute alle coincidenze  $\beta\text{-}\gamma$  o  $\gamma\text{-}\gamma$ , varieranno proporzionalmente alla massa  $m$  complessiva del potassio

<sup>(20)</sup> J. K. KNIPP e G. E. UHLENBECK: *Physica*, **3**, 425 (1936); F. BLOCH: *Phys. Rev.*, **50**, 272 (1936); C. S. W. CHANG e D. L. FALKOFF: *Phys. Rev.*, **76**, 365 (1949).

<sup>(21)</sup> G. J. SIZOO, C. EIJKMAN e P. GROEN: *Physica*, **6**, 1057 (1939); C. S. WU: *Phys. Rev.*, **59**, 481 (1941).

contenuto negli strati stessi; precisamente sarà:

$$(2) \quad N = hR \frac{A}{M} S + km,$$

dove indichiamo con  $N$  il numero di coinc h (6<sup>a</sup> colonna della tab. II), con  $R$  il range in g/cm<sup>2</sup> per gli elettroni Auger nel sale considerato di peso molecolare  $M$ , con  $A$  il peso atomico del potassio, con  $h$ ,  $k$  delle costanti.

I rapporti tra le masse di potassio contenute negli strati ed i rapporti tra gli effetti corrispondenti sono riportati nella tab. III.

TABELLA III.

	$c/a$	$d/b$	$e/d$
Rapporti tra le masse di K . . . . .	10	1,06	3,25
Rapporti tra gli effetti . . . . .	$2,7 \pm 1$	$1,71 \pm 0,33$	$1,64 \pm 0,42$

I confronti tra i casi *a*) e *c*), *d*) ed *e*), nei quali variano l'area e la massa dello strato, restando costante la composizione, e quello tra i casi *b*) e *d*), nei quali varia la composizione, restando costante la massa complessiva di potassio, mostrano concordemente che i termini proporzionali alla massa, corrispondenti a coincidenze causate da radiazioni penetranti, devono ritenersi trascurabili rispetto all'effetto trovato.

Effettivamente l'ipotesi dell'associazione tra la cattura *K* ed i quanti  $\gamma$  riesce a giustificare quantitativamente l'effetto.

Consideriamo dapprima le coincidenze tra i raggi X e  $\gamma$ . Il loro contributo può essere calcolato approssimativamente con la relazione

$$(3) \quad N_X = 0,1 r t v m,$$

assumendo uguale a 0,1 la frazione dei processi di cattura che dà origine a raggi X (\*) e indicando con  $r$  il rendimento del contatore (calcolato per le pressioni di 95 e 400 torr), con  $t$  la frazione di raggi X che penetra nel gas (determinata in base all'angolo solido e all'assorbimento nello strato), con  $v = 210 \pm 5,4$  il numero di quanti  $\gamma$  registrati all'ora dai contatori *AB* per g di potassio contenuto in *X Y*, con  $m$  la massa di potassio.

(\*) Nel caso dell'Argon, si dovrebbe avere, secondo COMPTON e ALLISON (22) effetto Auger nell'88% dei casi, ed emissione dei raggi X nel rimanente 12%. Secondo esperienze più recenti la percentuale dei raggi X scenderebbe al 6% (23) o al 7,7% (24).

(22) A. H. COMPTON e S. K. ALLISON: *X-Rays in Theory and Experiment* (New York, 1935), seconda edizione, pag. 489.

(23) G. M. JNSCH: *Phil. Mag.*, **41**, 857 (1950).

(24) L. H. MARTIN, J. C. BOWER e T. H. LABY: *Proc. Roy. Soc.*, A **148**, 40 (1935).

I risultati sono riportati nella tab. IV per i contatori  $c$ ,  $d$ ,  $c'$ ,  $d'$ .

TABELLA IV.

Numeri di coinc/h tra raggi X e $\gamma$					
		calcolati		osservati	
$c)$	0,10				
$c')$	0,25	$c' - c)$	0,15	$c' - c)$	$0,22 \pm 0,23$
$d)$	0,25				
$d')$	0,65	$d' - d)$	0,40	$d' - d)$	$0,48 \pm 0,26$

La presenza dei raggi X dovuti alla cattura  $K$  è posta in rilievo attraverso la differenza osservata  $d' - d)$ , con una indeterminazione non superiore a quelle da cui sono affetti i dati ottenuti nei lavori precedenti sull'argomento (v. tab. I).

Eccettuato il caso del contatore  $d'$ ), il contributo dei raggi X è però trascurabile, nella approssimazione delle misure, rispetto a quello degli elettroni Auger.

Si può allora tentare un calcolo del numero di coinc/h che si possono attendere attraverso la relazione:

$$(4) \quad N = hR \frac{A}{M} S = 0,9 \nu p R \frac{A}{M} S,$$

dove 0,9 è la frazione di elettroni Auger che conseguono alla cattura  $K$  e  $p$  è la probabilità che un elettrone Auger entri nel contatore, tenuto conto dell'angolo solido, dell'assorbimento e della diffusione.

L'incertezza dei dati sperimentali, che riguardano il fenomeno della diffusione, rende assai problematico un calcolo a priori di  $p$ . Introducendo nella (4) i valori corrispondenti ai vari casi (contatori con la pressione di 95 torr), e sempre attribuendo a  $\nu$  il valore ammesso per la (3), si ricava  $p \sim 0,2$ . Se le traiettorie degli elettroni fossero rettilinee si ricaverebbe, da semplici considerazioni di angolo solido,  $p = 0,25$ . Bisogna tener conto però che, a causa della diffusione, le traiettorie sono più lunghe dello spessore effettivamente attraversato; mentre, sempre per la stessa causa, elettroni emessi in direzione sfavorevole nel volume  $RS/\delta$  vengono ad acquistare una certa probabilità di emergere dallo strato (back-scattering). I due fattori agiscono in senso inverso ed è probabile che si compensino approssimativamente nei loro effetti, cosicché il valore  $p \sim 0,2$  appare ragionevole: ne risulta quindi giustificata l'entità dell'effetto osservato.

### 5. — Conclusioni.

Con l'esperienza descritta noi riteniamo di avere raggiunta la prova sperimentale dell'associazione del processo di emissione  $\gamma$  del potassio 40 col processo di cattura  $K$ , vale a dire con la transizione  $K^{40} \rightarrow A^{40}$ . L'esperienza stessa fornisce inoltre una nuova prova, indipendente dalle precedenti, della realtà di codesta transizione, prova pur sempre desiderabile, dato il carattere alquanto indiretto di ciascuna di esse. Lo schema di transizione di fig. 1 appare dunque definitivamente verificato e consolidato nei suoi principali elementi.

Dalla nostra esperienza risulta pure che la vita media dello stato eccitato dell' $A^{40}$  dev'essere sensibilmente inferiore al tempo di risoluzione del circuito di coincidenze  $\tau = 1,2 \cdot 10^{-5}$  s. Ciò è sufficiente per escludere che la transizione che dà origine alla radiazione  $\gamma$  appartenga ad un multipolo elettrico di ordine  $l > 3$ : per  $l = 4$  con un'energia di  $\sim 1,5$  MeV la vita media dello stato eccitato dovrebbe essere dell'ordine di  $10^{-4}$  s. Si ritiene probabile del resto che si tratti di una transizione di quadrupolo, alla quale competerebbe una vita media di  $\sim 10^{-12}$  s (25).

Ringraziamo il prof. A. ROSTAGNI per averci suggerito questa ricerca e per gli utili consigli, ed il dott. M. CECARELLI per la collaborazione nella prima parte dell'esperienza. Ringraziamo inoltre la S.A.D.E. che gentilmente ci ha ospitati presso la centrale idroelettrica in caverna di Stanga-Mas (Belluno) e la Società Monteveccchio che ci ha messo a disposizione il piombo necessario alle misure.

(25) E. SEGRÈ e A. C. HELMHOLZ: *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 271 (1949).

### SUMMARY

An investigation of the decay scheme of K<sup>40</sup> is made, and evidence is presented to confirm the association between  $K$ -capture and  $\gamma$ -emission. Using the counter arrangement described in this paper, the coincidences between  $\gamma$ -radiation and the products of  $K$ -capture, namely Auger electrons and X-Rays, are detected.

## Fermion Types and ensuing Selection Rules.

E. R. CAIANIELLO

*Istituto di Fisica dell'Università - Torino*

(ricevuto il 20 Febbraio 1952)

**Summary.** — The notion of type of a fermion is re-examined: Inconsistencies of previous treatments are eliminated and a criterion is proposed to determine the types allowed under a given inversion. It is shown that, if one accepts the hypothesis that a universal Fermi-type interaction exists, the conditions which this hypothesis sets on the fermion types permit, together with the information deriving from the known interactions of fermions with bosons, to arrive at a fairly definite determination of the fermion types. Many new selection rules follow which are effective in processes in which fermions change their nature. We aim this way at establishing an independent check on the possibility of a universal interaction, at least so far as it is assumed to derive from simple requirements of relativistic invariance: it would have to be rejected if deductions derived from our considerations should prove inconsistent with experiment. Alternatively, the information gathered from such hypothesis—that is, the knowledge of the fermion types—would play in the study of elementary phenomena a role similar to the one played by the knowledge of bosons parities. The results obtained thus far seem to favor the second alternative.

### 1. — Introduction.

1.1. — The concept of parity, which has proved so helpful in yielding selection rules in all sorts of processes in which boson fields play a role, cannot be extended to the case of fermion fields without introducing some radical changes. Further complications arise when one considers, besides simple

(<sup>1</sup>) Cf.: E. CARTAN: *Leçons sur la Théorie des Spineurs*, vol. I and II (Paris, 1938). See also Ref. (<sup>4</sup>).

space-reversal, also the operations which invert time, and charge and magnetic moment of the particle. All this is due mainly to the double-valuedness of the spin representations of the rotation group <sup>(1)</sup>, which causes a spinor to change its sign when the reference frame undergoes a rotation of  $2\pi$  around, say, the  $z$ -axis. A spinor presents, thus, the characteristic behavior of an algebraic function around a branching point of the first order (such as a square root): its sign being indeterminate by definition, the distinction between « spinor » and « pseudospinor » appears irrelevant – contrary to the case of bosons, where, e.g., « scalar » and « pseudoscalar » have a precise meaning (independent from the transformation laws of other physical quantities).

The situation changes, however, if two (or more) spinor fields are considered together. Whereas, in the case of a single spinor, an inversion can take the positive branch of a spinor indifferently into the positive or the negative branch of the transformed spinor, without our being able to tell the difference, now there are two physically discernible cases:

1) both spinors transform in the same way under the inversion, i.e. if the positive branch of the first goes into the positive (negative) branch of its transformed, the same happens to the second spinor;

2) the two spinors transform in opposite ways, i.e. if the positive branch of the first goes into the positive (negative) of the transformed spinor, the positive branch of the second goes into the negative (positive) of its transformed.

One says then that in case 1) the two spinors are of the *same type*, in case 2) they are of *opposite type*. It is this concept of « type », which sets in only when spinor fields describing different particles occur together (the difference may be only in the sign of the electric charge and magnetic moment) the one which takes now the place of that of parity, and needs be considered if one wants to gather information comparable to that obtainable from the knowledge of boson parities. An additional difference between the boson and the spinor case is that, in the latter, one must be prepared to deal with *four* types instead of only two, it being possible in some instances that an inversion, besides acting as already stated, may also multiply the transformed branch by a factor  $\pm i$  <sup>(2)</sup>.

A detailed study of these questions is made in Part 2 of this work, where we consider, in all generality, inversions <sup>(3)</sup> of space, of time (Wigner type), of charge (charge conjugation, which changes also the sign of the magnetic moment) and again of time (Pauli type, which is the product of the Wigner-type time inversion and of charge conjugation). It will be shown there that

<sup>(2)</sup> This fact was first pointed out by G. RACAH: *Nuovo Cimento*, **14**, 322 (1937).

<sup>(3)</sup> E. WIGNER: *Nach. Ges. Wiss.*, Göttingen, 546 (1932); W. PAULI: *Ann. Inst. H. Poincaré*, **6**, 109 (1936).

the argument usually brought forth to justify the introduction of four types under space inversion is incorrect: only two (real) types result actually allowed under this operation. We shall be led, thus, to propose an alternative criterion for determining the types allowed under a given inversion, which is suggested by the geometrical nature of the inversion operators and yields the correct result for space inversion.

**1·2.** – In Part 3 we come to the problem of the actual determination of the types of all known fermions. It has been pointed out before that types—as against parities—have only a relative meaning, so that the problem reduces to that of prescribing the fermion types *relatively to those, arbitrarily fixed, of a given fermion*. Even so, the thing would be completely hopeless if one should draw information only from the known interactions between fermions and bosons. There is, however, a hypothesis which, if correct, permits a fairly definite answer to this question. It is the assumption that a « Universal Fermi-Type Interaction »<sup>(1\*)</sup> should account for all known processes involving four spin 1/2 particles, while forbidding the processes which are known not to occur because the corresponding interaction Hamiltonians would not satisfy, then, proper invariance requirements. This problem, first studied by YANG and TIOMNO<sup>(4)</sup>, has been investigated by the author in two preceding works<sup>(7,8)</sup> (referred to hereafter as I and II). The main results achieved there may be summarized as follows:

In I it was proved that it is possible to meet the requirements for the universal interaction if types are properly assigned to the five known fermions (neutron  $N$ , proton  $P$ , muon  $\mu$ , electron  $e$ , neutrino  $\nu$ ) and if, furthermore, the couplings are supposed to be of the type named « odd » in II. It turned out that, besides the known processes (the bar denotes the antiparticle; energy signs are not specified in this notation):

$$(I) \quad \left\{ \begin{array}{l} N \rightarrow P + e + \bar{\nu} \\ \mu + P \rightarrow N + \nu \\ \mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad (\text{or: } \mu \rightarrow e + \bar{\nu} + \bar{\nu}) \end{array} \right.$$

also the following processes need to be considered as possible (as far as one

(4) C. YANG and J. TIOMNO: *Phys. Rev.*, **79**, 495 (1950).

(5) A. GAMBA: *Nuovo Cimento*, **7**, 919 (1950).

(6) C. J. MACCALLUM and A. S. WIGHTMAN: *Princeton Univ. Techn. Rep.* NOL, No. 7 (1951).

(7) E. R. CAIANIELLO: *Nuovo Cimento*, **8**, 534 (1951).

(8) E. R. CAIANIELLO: *Nuovo Cimento*, **8**, 749 (1951).

can judge from the imposed invariance requirements):

$$(II) \quad \left. \begin{array}{l} P + \bar{P} \\ N + \bar{N} \\ \mu + \bar{\mu} \\ e + \bar{e} \\ \nu + \bar{\nu} \end{array} \right\} \rightarrow \nu + \nu \quad (\text{or: } \bar{\nu} + \bar{\nu}).$$

In II the problem was investigated along more general lines, emphasis being placed on the determination of the actual form of the universal interaction, which turned out to be a linear combination of simple odd interactions, in good agreement with the experimental data then available. The Appendix to II reports all the possible type assignments for fermions which yield the correct behavior of the Hamiltonian, in the two alternative cases known there to be the only ones possible.

Two main questions were left unsolved:

- a) that of distinguishing between these two cases;
- b) that of deciding whether the processes (I) and (II) mentioned above should be written in the form just given, or whether one should—or might—change some neutrinos with antineutrinos, or viceversa.

The Tables of II, App., show that the hypothesis of a universal interaction allows a quite drastic reduction in the number of the possible type assignments. This hypothesis we take as the starting point of our present research, which has a twofold purpose:

1) *To obtain an independent check on the possibility of a universal interaction* by considering the consequences to which this assumption leads in quite unrelated fields, that is, in questions concerning interactions of fermions with bosons. We shall see, indeed, that by considering processes of the latter type it is possible, on one hand, to arrive at a fairly unique *determination of the fermion types*; on the other, to obtain many *new selection rules* which are effective in processes in which fermions change their nature, as well as *prescriptions on the possible forms of couplings between meson- and fermion-fields*. If any contradiction with nature should arise this way, one would have to reject the universal interaction hypothesis, or at least to search for it along lines far less obvious than simple requirements of relativistic invariance. Alternatively, if the hypothesis proves correct, the determination of the fermion types achieved by its use would become a valuable source of information. We may add that, thus far, all results seem to favor the second alternative.

2) *To solve the two questions mentioned above*, which were left open in II. The answer is: a) the only interaction which is invariant under all the inversions considered here is the one corresponding to Table I of II, App.; b) no changes are allowed in the form in which processes (I) and (II) have been written above. This point is clearly of importance in the matter of type determination.

We deal in this work only with points 1) and 2b), as we propose to return to the question of the universal interaction more specifically in a forthcoming paper. It will suffice, here, to have mentioned under 2a) the result to which the present investigation leads in that connection.

## 2. – Inversion Operators and Fermion Types.

2.1. – The present treatment is intended to extend and complement the one given in II, Part 2. The inversion operators which act on space, time and charge have already been considered there in connection with the problem of the universal interaction. We consider them again here only so far as results can be enunciated which are not contained (to our knowledge) in previous treatments. To avoid repetition, we refer to II, Part 2, for notations, and definitions and properties of the unitary matrices  $u_T$  and  $u_C$  ( $K$  is the complex conjugation operator).

The operators under which an interaction Hamiltonian density is required to remain invariant are:

*Space Inversion*

$$I_S = \varrho_S u_S = \varrho_S \gamma^4 ;$$

*Time Inversion* (Wigner type: it does not alter the electric properties of the particle. The electromagnetic field  $A^\mu$  transforms under it like a pseudo-vector):

$$I_T = \varrho_T u_T K ;$$

*Charge Conjugation*

$$I_C = \varrho_C u_C K ;$$

*Time Inversion* (Pauli type: it inverts both the sign of time and of electric charge and magnetic moment.  $A^\mu$  transforms under it like a vector)

$$I'_T = \varrho'_T \gamma^5 \gamma^4 .$$

Clearly, the last inversion is the product of  $I_T$  and  $I_C$ . (See II, Part 2, and sect. 2) of this Part).

The phase factors  $\varrho$  serve to determine the types of the fermions: if we call a fermion with  $\varrho = \pm 1$  of type A, we shall call those with  $\varrho = \mp 1$ ,  $\varrho = \pm i$ ,  $\varrho = \mp i$  of types B, C, D, respectively. Subscripts denote the transformation these types refer to.  $I(a)$ ,  $\varrho(a)$  denote the form that the trans-

fórmation assumes when acting on particle  $a$ , as determined by the type  $\varrho(a)$  characteristic of  $a$  under I.

The arguments in use to restrict  $\varrho$  to one of the fourth roots of the unit -they were used in II without alternations-are the following. In the case of  $I_S$  and  $I'_T$  no complex conjugation is involved, so that, from the indetermination in sign peculiar of a spinor, we may only conclude  $I_S^2 = \pm 1$ ,  $I_T^2 = \pm 1$  (instead of  $I_S^2 = +1$ ,  $I_T^2 = +1$ , as is the case with bosons): that is,  $\varrho_S = \pm 1$ ,  $\pm i$ ,  $\varrho'_T = \pm 1$ ,  $\pm i$ . This argument does not apply to  $I_C$  and  $I'_T$ : it is indeed easily verified that, regardless of the value of  $\varrho_C$  and  $\varrho_T$ , one has always  $I_C^2 = +1$ ,  $I_T^2 = -1$  (3). In this case one recurs to the Pauli-Racah condition, which consists in requiring that the matrices  $u$  be unimodular. Again, thus, one falls into the previous result. This last criterion is of course applicable also to  $I_S$  and  $I'_T$ . (Note that we have allowed spinors to possess a type also under charge conjugation, in homage to mathematical generality. We shall return to this point in 2).

We prove here that the first of these two criteria is illusory and may lead to incorrect results. We do so by proving that  $\varrho_S$  must be real, so that it can only be  $\pm 1$ ,  $\mp 1$ . It will be also shown that  $I_T^2 = -1$ , no matter what is  $\varrho'_T$ . The second criterion also, therefore, cannot be applied without some restrictive conditions, because it would yield imaginary as well as real types under  $I_S$ . This fact will lead us to the formulation of an alternative criterion, which gives immediately the correct answers in the cases of  $I_S$ ,  $I_T$  and  $I'_T$  and reduces the types under  $I_C$  to be real.

2.2. - The proof of our statement follows simply from a general requirement which must be fulfilled by the inversion operators: *they must all commute with one another*. Let us consider, to this purpose, the electric charge as an additional coordinate. The commutativity of the operators  $I_S$ ,  $I_T$  and  $I_C$  is necessary in order that the corresponding types be independent from the orientation of the frame. Finally,  $I'_T = I_T I_C - I_C I_T$  and therefore commutes with  $I_S$ ,  $I_T$  and  $I_C$ . The same fact holds, of course, in any representation space and in particular in coordinate space for  $I_S$  and  $I_T$  or  $I'_T$ .

It is an immediate consequence of this principle that  $\varrho_S$  is bound to assume only real values.

Another remark that deserves perhaps explicit mention is the following. The charge-conjugation operator  $I_C$  changes a particle  $a$  into its corresponding antiparticle  $\bar{a}$ :  $a$  and  $\bar{a}$  have, in general, different types (this is already known, and will be better precised in the following). One must therefore bear in mind that the  $\varrho$  of an operator must be the one appropriate to the state of the fermion on which it acts. Thus  $I_C^2$ , when acting on particle  $a$ , should be written  $[I_C(a)]^2 = I_C(\bar{a})I_C(a)$  (it is readily verified, however, that  $I_C(a) = I_C(\bar{a})$ ,

$\varrho_C(a) = \varrho_C(\bar{a})$ . Likewise:

$$I'_T(a) = I_T(\bar{a})I_C(a) = I_C(a)I_T(a),$$

because in the second formula  $I_C$  changes  $a$  into  $\bar{a}$ , and  $I_T$  acts then on  $a$ . This slight complication might be avoided by introducing a formalism with an increased number of dimensions in spinor space – which would not make things any simpler. Observance of the stated condition is necessary and sufficient to secure the complete commutativity of all the operators.

From:

$$I_C(a)I_S(a) = I_S(\bar{a})I_C(a), \text{ etc.},$$

one can readily obtain the types for the antiparticle:

$$(1) \quad \begin{cases} \varrho_S(\bar{a}) = -\bar{\varrho}_S(a) = -\varrho_S(a) & (\text{real}) \\ \varrho_T(\bar{a}) = [\varrho_C(a)]^2 \bar{\varrho}_T(a) \\ \varrho_C(\bar{a}) = \varrho_C(a) \\ \varrho'_T(\bar{a}) = \varrho'_T(a) & (\text{where } \varrho'_T(a) = \varrho_C(a)\bar{\varrho}_T(a) = \varrho_T(\bar{a})\bar{\varrho}_C(a)) \end{cases}$$

and the following values for the operators squared:

$$(2) \quad \begin{cases} |I_S(a)|^2 = +1; & |I_C(a)|^2 = +1 \\ |I_T(a)|^2 = -1; \\ |I'_T(a)|^2 = I_T(a)I_C(\bar{a})I_T(\bar{a})I_C(a) = [I_T(a)]^2[I_C(a)]^2 = -1. \end{cases}$$

It is obvious from the last formulae that these squares do not depend at all from the nature of the fermion on which the operators are made to act. This fact has a more profound geometrical significance, on which we prefer not to dwell in the present work, as this would lead us astray from our purpose. The following simple physical argument will suffice to show that a given  $I^2$  must *always* be either  $=+1$  or  $=-1$ . Consider two fermions  $a$  and  $b$ , in the limiting case in which they do not interact (clearly, this makes no difference): they can be considered, formally, as a single system described by the Kronecker product  $\psi(a) \times \psi(b)$ , which is immediately reduced into irreducible integral-spin parts (scalar, vector, bi-vector, etc.). If  $I$  is any inversion operator, we must have now in any case:

$$I^2[\psi(a) \times \psi(b)] = I[I(a)\psi(a) \times I(b)\psi(b)] = [I(a)]^2\psi(a) \times [I(b)]^2\psi(b) = \psi(a) \times \psi(b)$$

which implies

$$[I(a)]^2 + [I(b)]^2 = \pm 1.$$

In the case of  $I_S$ , for instance,  $\varrho_S$  could only be either *real* or *imaginary*. It is readily verified that the last alternative would forbid the processes (I) – thus obtaining the gratifying result that the only possible choice ( $\varrho_S$  all real), derived above from the simple requirement of commutativity, is just the one that grants the possibility of a universal interaction.

**2·3** – We have seen, thus, that the criteria in current use do not prove completely satisfactory in determining the types. The criterion which we propose in their place stems from our belief that the essential properties of an inversion operator are those of a geometrical nature. It results from (2) that  $I_S$  and  $I_C$  are involutions, while  $I_T$  and  $I'_T$  are anti-involutions. Operations of this sort are characterized abstractly by the Abelian groups generated by them: these are, clearly, isomorphic to the group  $\pm(1, -1)$  in the first case, to the group  $\pm(1, -1, +i, -i)$  in the second (ordinary multiplication). The numbers just written represent, therefore, what best characterizes the intrinsic properties of involutions and anti-involutions: *we shall take them as giving the types allowable under these operations*.  $I_S$  and  $I_C$  have therefore only real types, while  $I_T$  and  $I'_T$  are allowed by this criterion to have both real and imaginary types. On the matrices  $u_T$  and  $u_C$  we shall explicitly assume, for definiteness, that they have been constructed so to satisfy the relation (II, Part 2):

$$u_T \bar{u}_C = u_C \bar{u}_T = \gamma^5 \gamma^4 ,$$

(this is, clearly, only a matter of convention).

Formulae (1) result thereby conveniently simplified: they become:

$$\varrho_S(\bar{a}) = -\varrho_S(a) \quad (\text{real})$$

$$\varrho_C(\bar{a}) = \varrho_C(a) \quad (\text{real})$$

$$\varrho_T(\bar{a}) = \bar{\varrho}_T(a)$$

$$\varrho'_T(\bar{a}) = \bar{\varrho}'_T(a) \quad (\varrho'_T(a) = \varrho_C(a) \bar{\varrho}_T(a)) .$$

The reason for reporting before formulae (1) with  $\varrho_C$  not restricted to be real is that the introduction of some imaginary  $\varrho_C$  might permit to forbid some of the processes (II). It is also quite possible that similar considerations may be carried on without at all restricting the phase factors  $\varrho_C$  and  $\varrho_T$  to discrete values; we think this restriction convenient, however, because it permits more precise conclusions. We may mention here that the consider-

ation of imaginary  $\varrho_c$ 's would not modify in any significant manner the selection rules which form the object of Part 3 (9).

When considering systems compounded with an even number of fermions the only requirement which may be asked is that the square of any inversion  $I$  be  $I^2 = 1$ ; this is automatically secured by our preceding considerations. If, however, we deal with an «elementary» Bose-particle, the criterion stated above becomes again effective, with the result that, now, all the boson phase-factors become real, without any more ambiguities as to sign: «types» become «parities», as it should be. In Part 3 we shall have to consider interactions of fermion fields with boson fields; we shall assume there that the particles described by the latter fields—mesons—may be considered as elementary, at least as far as inversion properties go. Although most of the selection rules will be seen to be independent from any such assumption, the additional rules obtained from it result in complete agreement with our present knowledge of elementary phenomena. This, and the fact that such assumption allows to determine the fermion types in a fairly definite manner, are our justifications for introducing it.

### 3. – Selection Rules.

3.1. – We have now the information necessary to deal with the problems which form the main object of this work. The first question to be solved is one which was left open in II: that of the «normalization» to be adopted in the description of processes (I) and (II), i.e. whether one should write them as

$$(I) \quad \left\{ \begin{array}{l} (a) \quad N \rightarrow P + e + \bar{\nu} \\ (b) \quad \mu + P \rightarrow N + \nu \\ (c) \quad \mu \rightarrow \begin{cases} e + \nu + \nu \\ e + \bar{\nu} + \bar{\nu} \end{cases} \end{array} \right. \quad \text{or rather as} \quad \begin{array}{l} (b') \quad \mu + P \rightarrow N + \bar{\nu} \\ (c') \quad \mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \end{array}$$

and

$$(II) \quad \left\{ \begin{array}{l} P + \bar{P} \\ N + \bar{N} \\ (\text{etc.}) \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \nu + \nu \\ (\bar{\nu} + \bar{\nu}) \end{array} \right\} \quad \text{or rather as} \quad (II') \quad \left\{ \begin{array}{l} P + \bar{P} \\ N + \bar{N} \\ (\text{etc.}) \end{array} \right\} \rightarrow \nu + \bar{\nu}.$$

(9) We have searched whether the use of unrestricted  $\varrho_c$ 's might allow to discard also all those processes, which, in the study of the universal interaction, have been ruled out because contradicting the gauge-invariance requirement. The answer is negative.

Which choice is made is clearly essential in determining the types of the fermions. It turns out that the only choice compatible with our previous results and with the universal interaction hypothesis is (a), (b), (c) and (II); that is, the one already adopted to derive the tables of the possible type assignments in II, App..

We first remark that, clearly, to write (a) as we have done means simply to fix a name for the neutrino once for all; the theory being completely symmetrical in neutrinos and antineutrinos, we just agree this way to call antineutrino the particle which is created in the  $\beta$ -decay of the neutron.

The simplest way to prove our statement is to consider the process

$$(3) \quad \mu \rightarrow e + e + e,$$

which we want forbidden. Let us start from  $I_C$ : since  $\varrho_C(a) = \varrho_C(\bar{a})$  ( $=$ real), invariance under  $I_C$  cannot lead to discrimination between (b) and (b'), etc.; it yields, however, the result that  $\varrho_C(e) = \varrho_C(\mu)$ . Therefore, it does not discard (3) either. (This is a consequence of the fact that  $\varrho_C$  is real; it is easily verified that, were (3) forbidden, so would be the processes (I). The same statement can be proved to hold, in a more elaborate way, also if  $\varrho_C$  is not restricted to be real). It follows that (3) must be forbidden by one at least among  $I_S$ ,  $I_T$ ,  $I'_T$ . This is possible only if  $\varrho_S(e) = \varrho_S(\mu)$  and or  $\varrho_T(e) = \varrho_T(\mu)$  (which entails  $\varrho'_{T'}(e) = \varrho'_{T'}(\mu)$ ). But either of these alternatives suffices to reject both processes (b') and (c'), so that only processes (I), as written in the Introduction, are left in, and  $\varrho(e) = \varrho(\mu)$  under all inversions. One finds, furthermore, that  $\varrho_T(r)$  must be imaginary, so that processes (II) remain and (II') are discarded.

We remark explicitly that no other processes can be added to (I) and (II) in a manner consistent with the universal interaction hypothesis. This is fortunate for our purpose, because a weak Fermi-type interaction in a process like  $P + P \rightarrow P + P$  would be undetectable experimentally. The search for fermion types would be hopeless if a change of them should allow the inclusion of processes of this sort.

3·2. — A question which naturally arises at this point is that of the significance and limits of validity of selection rules obtained by assigning types to the fermions, such as those which discard the unwanted processes in the study of the universal interaction. Clearly, the function of such selection rules is that of securing the scalar character of the Hamiltonian density under any of the considered inversion operators, as is required by the principle that transition probabilities must not depend upon the orientation of the reference frame and must remain unchanged if all electric charges and magnetic moments involved change their signs. Once this requirement is satisfied, the

standard selection rules based on conservation of parity etc., will follow just as usual, when it is the case.

It should be noticed that, in general, these rules are effective in forbidding a given process only to the first order. For instance, the process

$$\mu + P \rightarrow N + e,$$

results forbidden as a direct process, but is allowed in second order because

$$\mu + P \rightarrow N + \nu,$$

and

$$N + \nu \rightarrow P + e,$$

are both allowed – the reason being, of course, that  $(-1)^2 = +1$ . (It is easily checked, however, that processes which would lead to annihilation of nuclei in Fermi-type interactions are forbidden in all orders).

**3·3.** – To arrive at the determination of the fermion types (up to equivalence) we consider first the restrictions which result imposed upon them by the requirements for the universal interaction (they are, therefore, included among those reported in II, App., Table I). We use, then, the assumption on the behavior of meson fields stated at the end of Part 2.

The conditions which the fermion types must satisfy, as determined solely by the universal interaction hypothesis, are:

$$(4) \quad \begin{cases} \varrho(e) \equiv \varrho(\mu) \quad (\text{any } I); & \varrho'_T(a) = \varrho_C(a)\bar{\varrho}_T(a) \\ \varrho_C(P)\varrho_C(N) = \varrho_C(e)\varrho_C(\nu) & (\varrho_C \text{ all real}) \\ \varrho_S(P)\varrho_S(N) = -\varrho_S(e)\varrho_S(\nu) & (\varrho_S \text{ all real}) \\ \bar{\varrho}_T(P)\varrho_T(N) = \varrho_T(e)\varrho_T(\nu) & (\varrho_T(\nu) \text{ imaginary}), \end{cases}$$

and

$$\varrho_T(N) = \text{real} \quad (\text{to exclude unwanted processes}).$$

When considering interactions of fermions with bosons, we need to use the quantized theory and the anticommutation properties of the fermion fields, which come in when a transposition is required to re-establish the originary form of the Hamiltonian. Nucleon fields anticommute, and so do lepton fields (we call leptons,  $\mu$ ,  $e$  and  $\nu$ ). No assumption is needed as to the commutation properties of nucleon with lepton fields, because one of the results obtained below forbids the direct coupling of a nucleon to a lepton via a boson field.

It will suffice here to consider explicitly only the simplest case of coupling:

to adhere to physical reality, we take it to be that of a  $\pi$ -meson bound to nucleons by a pseudoscalar coupling. The interaction term is:

$$(5) \quad \varphi_{\pi}(\bar{\psi}_P^* i\gamma^4 \gamma^5 \psi_N) + \text{Herm. Conj.}$$

YANG and TIOMNO (4) have already noticed, in connection with this interaction, that the  $\pi$ -meson itself can be said to be a pseudoscalar only if  $P$  and  $N$  have the same types (under  $I_S$ ). To the moment, there is no known process which may permit a decision on this point. To assume different types under  $I_S$  for  $P$  and  $N$  would oblige to attribute to many quantities a behavior different from the one usually given them: thus, the ground-state wave function of the deuteron, for instance, would become a pseudoscalar. Since it makes no difference, we shall adhere to current usage and determine our types from the assumption that a meson bound to nucleons by a pseudoscalar coupling is a pseudoscalar under  $I_S$  and a scalar under  $I_T$  (under the latter, of course, destruction operators become creation operators and viceversa), with  $\varrho_C(\pi) = +1$ , since this is certainly the case for a neutral  $\pi^0$ -field which is coupled to  $P$  and  $N$  in the same way as a charged field is coupled to  $P$  and  $N$ . Regardless of any assumption on the behaviour of the meson field, it being granted only that the Hamiltonian (5) is invariant, it can be proved that the invariant Hamiltonian density which couples the same field to leptons can have one of the forms:

$$(6) \quad \varphi_{\pi}(\bar{\psi}_{\mu,e}^* \gamma^4 \psi_{\nu}) + \text{Herm. Conj. ,}$$

$$(7) \quad \pi_{\pi}(\bar{\psi}_{\mu,e}^* i\gamma^4 \gamma^5 \psi_{\nu}) + \text{Herm. Conj. ,}$$

that is, *scalar* for the process  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$  ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ ), *pseudoscalar* for the process  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$  ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}$ ). The last process does not conserve leptons (see below). (6) and (7) yield identical results if the neutrino mass is zero.

It results that the type assignments required for the consistency of these interactions are:

$$\begin{aligned} \varrho_T(N) &= (P) = \text{real} , \\ \varrho_T \varrho_T(\mu) &= \varrho_T(e) = -\varrho_T(\nu) = \text{imaginary} . \end{aligned}$$

A first selection rule which follows immediately from our considerations is that, if the processes

$$N \rightarrow P + \pi^- ,$$

$$P \rightarrow N + \pi^+$$

are to be allowed, the other processes

$$N \rightarrow P + \pi^+,$$

$$P \rightarrow \bar{N} + \pi^+$$

result forbidden. Exchange of  $N$  with  $\bar{N}$  in (4), for instance, would destroy its invariance under  $I_S$ , since  $\varrho_S(\bar{a}) = -\varrho_S(a)$ . The same result might follow from the hole-theory; when particles change their nature, however, this is not any more an immediate consequence of the formalism, like in electrodynamics, but appears rather to be an additional postulate, that of «conservation of nucleons». We see thus, already from this first example, that the types assigned to fermions by our considerations provide for the validity of this postulate. The result is gratifying because such processes, if allowed, would, through their virtual occurrence, lead to annihilation of nuclei, either directly or via the processes (II). For leptons the case may be different, because then (contrary to the case of nucleons), both (6) and (7) result possible in principle.

Other processes which result entirely forbidden are those, known not to occur in nature but energetically possible, in which a nucleon would decay into leptons (necessarily in odd number) and *any* number of bosons, such as

$$P \rightarrow \bar{e} + \gamma + \gamma + \dots$$

$$N \rightarrow \nu + \gamma + \dots$$

$$P \rightarrow \bar{e} + \pi^+ + \pi^- + \dots$$

$$P \rightarrow \nu + \pi^+ + \dots$$

etc.

If processes of this sort were possible, the corresponding interaction terms should contain the initial and final fields, acted upon by some operators which, under  $I_T$ , might at most change their signs. But an odd number of leptons yields always an imaginary type-factor under  $I_T$ , which cannot compensate the real type of nucleons and bosons: invariance under  $I_T$  results impossible.

In particular, Millikan's <sup>(10)</sup> atom-annihilation hypothesis on the origin of cosmic rays results ruled out, and a simple explanation is found for the fact that atoms are stable against the collapse of electrons into protons with resulting *annihilation* of both. ( $K$ -capture, of course, has nothing to do with a process of the sort and is allowed).

---

<sup>(10)</sup> R. A. MILLIKAN: *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 1 (1949).

The same arguments show that, whereas nucleons (leptons) can be connected by a boson field, a nucleon cannot be connected to a lepton by a boson field (at least, of the «elementary» character considered here: see end of Part 2). No such coupling has ever proved necessary: to find a rule against its very possibility may well mean that nucleons and leptons have, for some reason, quite different natures.

**3·4.** – Although the main results derivable from the knowledge that fermions have distinct types stem already from formulae (4), it is certainly convenient to have at hand a specific determination of their types, to which all other possible determinations will be equivalent (at least, as far as no new processes are discovered). We have already seen in the Introduction that types, as against parities, have only a relative significance, becoming of use only when different fields interact. The arbitrariness is increased by the fact just seen, that nucleons cannot be coupled to leptons by an intermediate meson field. We can thus prescribe at will, compatibly with formulae (4), the types of one nucleon, say  $N$ , and one lepton, say  $\nu$ . We take, as the simplest choice,  $\varrho_C = +1$  for all fermions, and set

$$N : A_S A_T ; \quad \nu : B_S D_T ,$$

so that

$$P : A_S A_T ; \quad e \equiv \mu : A_S C_T$$

unambiguously. The types under  $I'_T$  follow immediately, and form a set equivalent to that for  $I_T$ . All other equivalent type assignments can be obtained if one wishes so, from Table I of II, App., row 1, col. 2.

As we have already pointed out, the physical significance of such types is that of securing the validity of some conservation laws peculiar to processes in which fermions change their nature – such as conservation of nucleons, or, if one prefers it this way, nuclear charge. (We note that there is no ground for claiming conservation of neutrinos).

The types appear as labelling each fermion with a new individual property, which sets clear-cut differences in the behavior of the respective fields. The case of  $e$  and  $\mu$ , which need have all their types identical, might lead to suspect a closer relationship between these particles than shown by actual theories (see remark at the end of II).

In conclusion, it is a pleasure to thank Prof. G. WATAGHIN for interesting discussions.

### Note Added in Proof.

If one assumes the charged  $\pi$ -meson field coupled to nucleons with pseudoscalar coupling (pseudovector coupling would yield identical results) to be a pseudoscalar under  $I_T$  (this is impossible for a neutral meson field coupled to nucleons with the same coupling, as has already been remarked), then the results obtained above should be modified as follows:

$$\begin{aligned}\varrho_T(N) &= -\varrho_T(P) = \text{real}, \\ \varrho_T(\mu) &= \varrho_T(e) = \varrho_T(v) = \text{imaginary},\end{aligned}$$

with obvious changes in the corresponding explicit type assignments.

It is well to notice explicitly that the difference between types  $A_T$  and  $B_T$ ;  $C_T$  and  $D_T$ , is much less substantial than it might appear. Multiplication of a field operator by  $\pm i$  exchanges indeed  $A_T$  with  $B_T$ ,  $C_T$  with  $D_T$ . An appropriate normalization can thus change the types under  $I_T$  given in the context into those given here, changing at the same time the variance under  $I_T$  of the charged meson field. This is not allowed in the case of a neutral meson field, because of its reality: but just then, we have seen, no ambiguity is possible. (The distinction among the four fermion types, and between scalar and pseudoscalar bosons, under  $I_T$ , reappears, however, if one prescribes that all types under  $I_C$  be  $=1$ , as has been done in this work).

Clearly the considerations of Part 2 rule out the Majorana theory of neutral particles.

### RIASSUNTO

Viene esaminato il concetto di tipo di un fermione. Si eliminano alcune inesattezze contenute in trattazioni precedenti e si propone un criterioatto a determinare i tipi permessi da una data inversione. Si mostra che, qualora si accetti l'ipotesi dell'esistenza di una interazione universale alla Fermi, le restrizioni poste da tale ipotesi sui tipi permettono, insieme alle informazioni derivanti dalla considerazione delle note interazioni di fermioni con bosoni, di determinare in maniera sufficientemente definita i tipi dei fermioni. Ne risultano molte nuove regole di selezione, operanti in tutti i processi elementari in cui i fermioni cambiano natura. Scopo di questa ricerca è di stabilire un metodo indipendente di controllo sulla validità della ipotesi accennata, che dovrà rigettarsi se si dovesse per questa via giungere a risultati in contraddizione con l'esperienza. Altrimenti, nel caso che l'esistenza di una interazione universale risultasse provata, la conoscenza dei tipi dei fermioni ottenuta per mezzo di essa avrebbe importanza comparabile a quella della conoscenza delle parità dei bosoni. I risultati ottenuti finora sembrano favorire la seconda alternativa.

## Interferometria ultrasonora nei gas (II). Dispersione ultrasonora nel cloruro di metile.

S. PETRALIA

*Istituto di Fisica dell'Università - Bologna*

(ricevuto l'1 Marzo 1952)

**Riassunto.** — Con un interferometro descritto in un precedente lavoro è stata determinata la velocità del suono nel cloruro di metile, su un vasto campo di pressioni e per tre frequenze ultrasonore diverse. Dalla curva di dispersione ottenuta vengono calcolati il calore specifico molecolare dovuto alle oscillazioni interne della molecola, il tempo di rilassamento dell'energia di oscillazione e il numero di urti necessari per la diseccitazione degli stati quantici di oscillazione.

---

1. — Ho proceduto alla misura della velocità di propagazione del suono nel cloruro di metile, preso alla temperatura di 14 °C, alla quale temperatura la sostanza è allo stato di gas. Per quanto mi consta, il cloruro di metile è l'unico dei composti clorurati del metano, sul quale non erano state ancora fatte determinazioni di velocità sonora.

La disposizione sperimentale adottata comprende un interferometro ultrasonoro, che è stato da me descritto precedentemente (1). Qualche lieve modifica costruttiva è stata apportata; in particolare la vite micrometrica è stata sostituita con un'altra a passo più piccolo e più regolare. Si è inoltre curata maggiormente la stabilità del generatore che alimenta le piastrine di quarzo usate come sorgente ultrasonora, e per questo si è fatto ricorso ad un circuito ad accoppiamento elettronico. Ho adoperato principalmente due cristalli di quarzo, uno oscillante su 300 kHz e l'altro su 600 kHz; poche misure sono state fatte con un cristallo di frequenza 166 kHz.

---

(1) S. PETRALIA: *Nuovo Cimento*, 7, 705 (1950).

Il gas è stato preparato per azione a caldo di solfato di dimetile su una soluzione concentrata di acido cloridrico; il gas che si produceva nella reazione veniva seccato su anidride fosforica e quindi liquefatto. Come di consueto, dei vapori che si sviluppavano dalla massa liquida veniva trattenuta la porzione mediana e inviata nell'interferometro, fino a raggiungere una pressione massima di 2,25 atmosfere. Precedentemente, nell'interferometro era stato fatto il vuoto con una pompa a diffusione. Si può ritenere che, date le precauzioni adottate, il gas usato per le misure doveva essere molto puro. Nelle varie determinazioni, la pressione di esso, dal valore iniziale di 2,25 atmosfere, veniva ridotta fino a pochi cm di Hg.

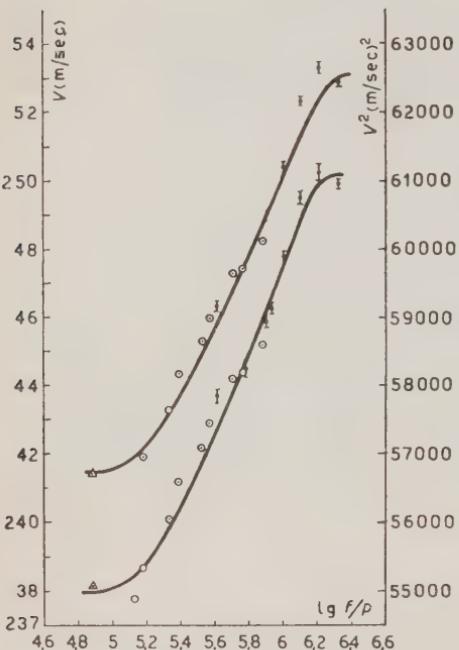


Fig. 1.

gente ultrasonora espressa in Hz e  $p$  pressione del gas in atmosfere); essi sono registrati nella tabella I e riportati per costruire la curva  $V(\log f/p)$  di fig. 1, nella quale è stata anche segnata la curva  $V^2(\log f/p)$ .

La variazione della velocità di propagazione del suono in funzione di  $f/p$ , che si viene a constatare nel cloruro di metile, non può essere dovuta solamente al fatto che le misure sono state eseguite a pressione variabile. Difatti, per pressioni pressoché uguali, misure fatte a varie frequenze hanno dato valori diversi per la velocità, come risulta chiaramente dalla tabella II. Inoltre la velocità risulta la stessa per uguali valori del rapporto  $f/p$ , realizzati con frequenze e pressioni diverse (tabella I). È da pensare quindi che il gas in esame si comporti come dispersivo. La regione di dispersione cade interamente nel campo di frequenze  $f/p$  da me realizzato.

2. — Si sono così ottenuti alla temperatura di 14 °C una serie di valori della velocità di propagazione del suono nel cloruro di metile, in corrispondenza ai diversi valori assunti dal rapporto  $f/p$  ( $f$  frequenza della sorgente ultrasonora espressa in Hz e  $p$  pressione del gas in atmosfere); essi sono registrati nella tabella I e riportati per costruire la curva  $V(\log f/p)$  di fig. 1, nella quale è stata anche segnata la curva  $V^2(\log f/p)$ .

TABELLA I.

Frequenza (kHz)	$\log f/p$	$V$ (m/s)
166	4,882	238,2
300	5,128	237,8
	5,178	238,7
	5,330	240,1
	5,384	241,2
	5,521	242,2
	5,562	242,9
	5,704	244,2
	5,772	244,4
	5,888	245,2
	5,895	245,4
600	5,611	243,7
	5,784	244,5
	5,900	245,9
	5,930	246,3
	6,022	247,8
	6,107	249,5
	6,210	250,3
	6,630	249,9

TABELLA II.

Pressione cm Hg	$V$ (m/s)	
	300 kHz	600 kHz
28,1	—	250,3
29,5	245,2	—
38,5	244,4	—
40,3	—	247,9
68,6	242,2	—
74,9	—	244,5

I valori limite della velocità ottenuti sperimentalmente, quello per frequenze basse  $V_0$  e quello per frequenze elevate  $V_\infty$ , valori che adopererò nei calcoli seguenti, sono rispettivamente

$$V_0 = 238,2 \text{ m/s}, \quad V_\infty = 249,9 \text{ m/s}.$$

Tali valori sono quelli che più si avvicinano alla curva di fig. 1 e anche quelli

che risultano affetti da minor errore. Non si è ritenuto opportuno di estrarre la curva di velocità verso i valori molto bassi o molto elevati della frequenza.

Come espressione della velocità di propagazione del suono nel gas, utile per poter calcolare i calori specifici, si è assunta la seguente, adottata dalla scuola di Pielemeier, e in particolare usata da W. H. BYERS<sup>(2)</sup> per dedurre i calori specifici del gas CF4. È

$$(1) \quad V^2 = \frac{RTg}{M} \left( 1 + \frac{Rd}{C} \right),$$

con evidente significato dei simboli, essendo  $g$  e  $d$  termini di correzione, che hanno le seguenti espressioni

$$(2) \quad g = 1 + \frac{2bp}{RT} - \frac{2ap}{R^2 T^2}, \quad d = 1 + \frac{ap}{R^2 T^2}.$$

I valori delle costanti di van der Waals  $a$  e  $b$  che compaiono nelle (2), sono stati da me calcolati in base alle costanti critiche del cloruro di metile. Risulta  $a = 64,78 \text{ cm}^3/\text{mole}$  e  $b = 7,56 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3/\text{mole}$ .

In corrispondenza alle due velocità limite sopra indicate si ottengono i calori specifici molecolari a volume costante  $C_0$  e  $C_\infty$ :

$$C_0 = 7,89 \text{ cal/mole}, \quad C_\infty = 6,05 \text{ cal/mole}.$$

Si vede che il calore specifico molecolare calcolato per frequenze ultrasonore elevate,  $C_\infty$ , è prossimo al valore teorico che si può dedurre ammettendo che per quelle frequenze il calore specifico di oscillazione non segua più il ciclo acustico. Allora il calore molecolare si riduce solamente ai termini relativi ai gradi di libertà di traslazione e ai gradi di libertà di rotazione delle molecole, in tutto cioè  $3R$ .

Pertanto il calore specifico interno, causato dalle oscillazioni intramolecolari, è dato dalla differenza  $C_0 - C_\infty = C_i = 1,84 \text{ cal/mole}$ .

3. — La curva  $V^2 : V^2(f/p)$  presenta un punto di flesso, la cui posizione è stata determinata sulla fig. 1; l'ordinata di tale punto è data infatti da  $V_w^2 = (V_0^2 + V_\infty^2)/2$ , l'ascissa corrispondente sul diagramma risulta  $(f/p)_w = 547 \text{ kHz/atm}$ .

Ora, come noto dalla teoria della dispersione ultrasonora, la frequenza per la quale si ha un punto di flesso nella curva di dispersione è collegata al tempo di rilassamento, caratteristico del processo di eccitazione e diseccitazione per urto dei livelli energetici delle molecole, mediante la relazione

$$(3) \quad \tau = \frac{1}{2\pi(f/p)_w} \frac{C_0}{C_\infty}.$$

<sup>(2)</sup> W. H. BYERS: *Journ. Chem. Phys.*, **11**, 349 (1943).

Risulta così, alla temperatura di 14 °C e a pressione atmosferica, per il cloruro di metile,  $\tau = 0,38 \cdot 10^{-6}$  s. Di recente W. GRIFFITH (3), operando con un metodo ideato da KANTROWITZ, ha determinato i tempi di rilassamento dell'energia di oscillazione per varie specie molecolari, alcune delle quali già studiate per via acustica. Egli trova per il cloruro di metile a 22 °C un tempo  $\tau = 0,202 \cdot 10^{-6}$  s, che è dello stesso ordine di grandezza di quello qui determinato. Conviene osservare che, da un tale confronto, non ci si può attendere un accordo migliore. Difatti nel caso di altre molecole come metano, ammoniaca, anidride carbonica, GRIFFITH ottiene rispettivamente i seguenti valori di  $\tau$ :  $0,48 \cdot 10^{-6}$  s;  $0,12 \cdot 10^{-6}$  s;  $6,95 \cdot 10^{-6}$  s, mentre i valori ottenuti con misure ultrasonore sono:  $0,84 \cdot 10^{-6}$  s (a temperatura di 100 °C);  $0,4 \cdot 10^{-6}$  s;  $10,8 \cdot 10^{-6}$  s. Tali discrepanze probabilmente possono essere dovute a eventuali impurità presenti nel gas, le quali, come è noto, tendono a ridurre il valore di  $\tau$ , oppure possono derivare da una limitazione nella sensibilità del metodo.

Noto  $\tau$ , si può determinare il numero  $Z_{10}$  di urti che una molecola eccitata in uno stato oscillatorio 1 subisce prima che il quanto di oscillazione si trasformi in energia di traslazione e la molecola ritorni così nello stato normale, che indichiamo come stato 0. È

$$(4) \quad Z_{10} = N \cdot \tau,$$

essendo  $N$  il numero di urti che la molecola in media subisce in un secondo. La determinazione di  $N$  si può fare in base alla espressione

$$(5) \quad N = 2nd^2 \sqrt{\frac{4\pi RT}{M}} \left(1 + \frac{S}{T}\right),$$

dove  $n$  è il numero di molecole per  $\text{cm}^3$  del gas,  $d$  il diametro di una molecola,  $M$  la massa della grammimolecola,  $S$  la costante di Sutherland caratteristica dell'attrazione molecolare e  $T$  la temperatura assoluta del gas. Per il cloruro metile, secondo P. BREITENBACH (4),  $S$  vale 454 e per  $d$  si è preso il valore  $3,375 \cdot 10^{-8}$  cm fornito da J. O. HIRSCHFELDER, R. B. BIRD e E. L. SPOTZ (5). È allora  $N = 11,6 \cdot 10^9$  urti per  $\text{cm}^3$  e per secondo alla temperatura di 14 °C e pressione normale e quindi  $Z_{10} = 4430$ .

**4.** - Il calore specifico di oscillazione di una specie molecolare si può calcolare mediante la formula di Planck-Einstein, una volta che siano note le frequenze ottiche fondamentali di oscillazione delle molecole. Per il cloruro di metile si conoscono le seguenti frequenze di oscillazione, alcune di valenza

(3) W. GRIFFITH: *Journ. Appl. Phys.*, **21**, 1319 (1950).

(4) P. BREITENBACH: *Ann. Phys.*, **5**, 166 (1901).

(5) J. O. HIRSCHFELDER, R. B. BIRD e E. L. SPOTZ: *Chem. Rev.*, **44**, 205 (1949).

(le  $\nu_i$ ) e altre di deformazionie (le  $\delta_i$ ):

$\nu_{\text{CH}}(\sigma) = \nu_4 = 3041,8 \text{ cm}^{-1}$	due volte degenera
$\nu_{\text{CH}}(\pi) = \nu_1 = 2966,2 \text{ »}$	semplice
$\nu_{\text{CCI}}(\pi) = \nu_3 = 732,1 \text{ »}$	semplice
$\delta_{\text{CH}}(\sigma) = \nu_5 = 1454,6 \text{ »}$	due volte degenera
$\delta_{\text{CH}}(\pi) = \nu_2 = 1354,9 \text{ »}$	semplice
$\delta_{\text{CH}_3}(\sigma) = \nu_6 = 1015,0 \text{ »}$	due volte degenera

Manifestamente le prime due oscillazioni influiscono poco sul valore del calore specifico. Questo è per la massima parte determinato dall'oscillazione di deformazione degenera  $\nu_6$  e dall'oscillazione di valenza semplice  $\nu_3$ .

Volendo istituire un confronto con la molecola dispersiva del metano, si può notare che le oscillazioni proprie di questa hanno frequenze (quali risultano dalle recenti tabelle di Eucken-Hellwege), che sono tutte superiori alla frequenza  $\nu_3$  del cloruro di metile, mentre il tempo di rilassamento del metano abbiamo visto essere superiore al tempo di rilassamento caratteristico per il cloruro di metile, e ciò è in accordo con le osservazioni di E. FRICKE<sup>(6)</sup> e di J. D. LAMBERT e J. S. ROWLINSON<sup>(7)</sup>. Questi ultimi autori hanno determinato il tempo di rilassamento per il ciclopropano, la cui frequenza ottica di oscillazione più bassa è di  $740 \text{ cm}^{-1}$ . Tale tempo vale  $0,36 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  ed è interessante notare che esso è prossimo al valore di  $\tau$  da me determinato per il cloruro di metile, la quale molecola ha la frequenza più bassa di oscillazione di  $732 \text{ cm}^{-1}$ .

Sommmando i contributi dovuti alle quattro oscillazioni indicate con  $\nu_3$ ,  $\nu_5$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_6$ , supposte tutte eccitate alla temperatura ordinaria, si ottiene  $C_i = 1,60 \text{ cal/mole}$ , che è inferiore a quello da me ricavato con misure acustiche. Probabilmente qui la situazione è analoga a quella già riscontrata da BYERS per il tetrafluoruro di carbonio. Il calore specifico  $C_0$  di questa sostanza, determinato per via acustica da tale autore, risulta infatti notevolmente superiore a quello determinato per via spettroscopica da EUCKEN e BERTRAM.

L'autore desidera ringraziare il prof. G. VALLE per l'interessamento con cui ha seguito questa ricerca.

---

(6) E. FRICKE: *Journ. Acoust. Soc. Amer.*, **12**, 245 (1940).

(7) J. D. LAMBERT e J. S. ROWLINSON: *Proc. Roy. Soc., A* **204**, 424 (1950).

## SUMMARY

Using an interferometer described in a preceding paper, the Author has measured the velocity of sound in methyl chloride over a large field of pressures and for three different ultrasonic frequencies. From the dispersion curve so obtained the Author calculates the molecular heat capacity due to the internal vibrations of the molecule, the relaxation time of the vibration energy and the number of collisions required for the disexcitation of the quantic states of vibration.

## Sulla componente fotonica degli sciami estesi dell'aria.

P. BASSI, A. M. BIANCHI e C. MANDUCHI

Istituto di Fisica dell'Università, Centro di Studio degli Ioni veloci del C.N.R. - Padova

(ricevuto il 3 Marzo 1952)

**Riassunto.** — Col metodo delle anticoincidenze si studiano i fotoni degli sciami estesi al livello del mare e a 2 000 metri. Si trova che il rapporto fra fotoni ed elettroni è praticamente indipendente dalla quota e cresce con la densità dello sciamo. Si mette in evidenza la componente fotonica presente sotto forti spessori di piombo.

Gli sciami estesi che si osservano nell'atmosfera, al livello del mare ed a quota di montagna, hanno in prevalenza natura elettromagnetica; molte misure sono state fatte sulla componente elettronica di essi, meno su quella fotonica. J. DAUDIN<sup>(1)</sup> e J. CLAY<sup>(2)</sup> hanno osservato indipendentemente un effetto di transizione degli sciami estesi, dall'aria al Piombo, e lo hanno spiegato attribuendolo, almeno in parte, ai fotoni; D. D. MILLAR<sup>(3)</sup> poi, è riuscito, studiando tale effetto in materiali diversi, ad ottenere indicazioni sullo spettro dei fotoni e sulla loro frequenza.

Noi abbiamo pensato di eseguire alcune misure su codesti fotoni col metodo più diretto delle anticoincidenze, che fu usato per la prima volta da L. JÁNOSSY e B. ROSSI<sup>(4)</sup> nello studio della componente totale. Le nostre misure sono state eseguite in parte a Padova (15 m s.m.)<sup>(5)</sup> ed in parte nell'osservatorio della Marmolada (2 010 m s.m.).

<sup>(1)</sup> J. DAUDIN: *Compt. Rend.*, **214**, 662 (1942).

<sup>(2)</sup> J. CLAY: Congresso Como 1949.

<sup>(3)</sup> D. D. MILLAR: *Nuovo Cimento*, **8**, 279 (1951).

<sup>(4)</sup> L. JÁNOSSY e B. ROSSI: *Proc. Roy. Soc.*, **175**, 88 (1940).

<sup>(5)</sup> P. BASSI, A. M. BIANCHI e C. MANDUCHI: *Nuovo Cimento*, **8**, 735 (1951).

### Dispositivo sperimentale.

La misura consiste nel rivelare le particelle ionizzanti prodotte da non ionizzanti in una lastra di Piombo e associate a sciami estesi; si ammette che tutte le particelle non ionizzanti così individuate siano fotoni, ipotesi questa verosimile in base a quanto attualmente si sa sugli sciami estesi.

L'esperienza è stata eseguita in entrambe le stazioni sotto un tetto di Al e legno di  $3 \text{ g/cm}^2$ , con lo stesso dispositivo sperimentale, a Padova nella primavera ed alla Marmolada nella estate 1951. Due gruppi di contatori *A-B* posti su due vertici di un triangolo equilatero di 4 metri di lato servono ad individuare gli sciami estesi; il dispositivo di anticoincidenza (fig. 1) è sul terzo vertice e serve propriamente allo studio dei fotoni: esso è formato da due gruppi di contatori *D* ed *E* in coincidenza doppia, coperti dai contatori *C* in anticoincidenza.

Una coincidenza *DE* che non sia anticoincisa in *C* si può pensare dovuta:

- ad un fotone che si materializza in *S* o nelle pareti dei contatori, e che è passato per *C* senza essere accompagnato da una particella ionizzante;
- ad una particella ionizzante che attraversa *D* ed *E* ma non è rivelata in *C* per ragioni geometriche, o per inefficienza dei contatori, o del circuito.

Una valutazione del rapporto fra eventi *a)* e *b)* associati a sciami estesi è stata tentata con una misura apposita che descriveremo in seguito.

Il dispositivo elettronico di registrazione rivela contemporaneamente le coincidenze *ABC*, *ABDE*, *ABCDE*. La differenza  $ABDE - ABCDE$  indica un evento del tipo *a)* o del tipo *b)*; chiameremo  $(ABDE)_{\text{ant}}$  in particolare gli eventi del tipo *a*). A noi interessa il rapporto  $(ABDE)_{\text{ant}}/ABC$ , che esprime la frazione di sciami contenente almeno un fotone rivelato dal dispositivo di anticoincidenza di fig. 1. Tale rapporto si può ritenere indipendente da variazioni di pressione e temperatura.

Ammettendo per semplicità l'indipendenza spaziale degli elettroni e dei

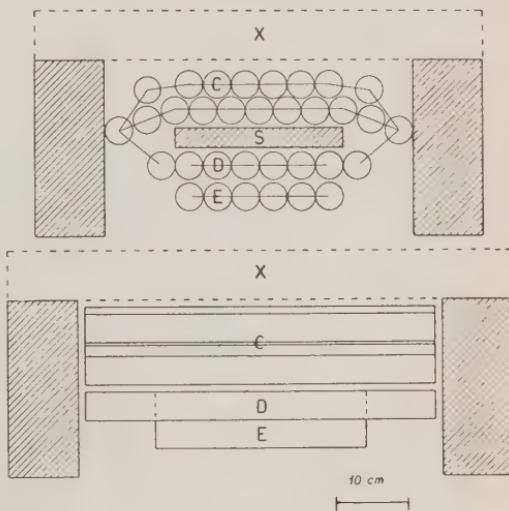


Fig. 1.

fotoni, ed assumendo il solito legame fra densità e frequenza

$$\nu(\Delta) d\Delta = K \Delta^{-\gamma} d\Delta,$$

con  $\gamma = 2,5$ , potremo esprimere la frequenza delle coincidenze  $ABC$

$$(1) \quad \nu_{(ABC)} = \nu_0 \int_0^\infty \Delta^{-\gamma} (1 - \exp [-M\Delta])^2 (1 - \exp [-N\Delta]) d\Delta,$$

e della  $(ABDE)_{\text{ant}}$

$$(2) \quad \nu_{(ABDE)_{\text{ant}}} = \nu_0 \int_0^\infty \Delta^{-\gamma} (1 - \exp [-M\Delta])^2 (1 - \exp [-R\lambda\alpha\Delta]) \exp [-N\Delta] d\Delta,$$

dove  $M, N, R$  sono rispettivamente le aree dei piatti  $A-B$ ,  $C$  e  $D-E$ ;  $\alpha$  è il rapporto fra fotoni ed elettroni, che consideriamo indipendente da  $\Delta$ , e  $\lambda$  la probabilità che il fotone incidente produca una particella ionizzante registrata dai contatori  $D, E$ .

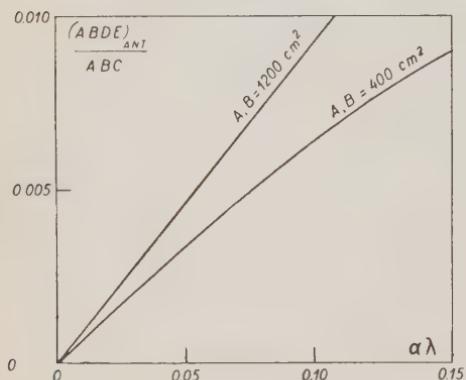


Fig. 2.

Nelle approssimazioni fatte il rapporto  $(ABDE)_{\text{ant}}/ABC$ , fornito dall'esperienza, è soltanto funzione di  $\alpha\lambda$ : tale funzione è disegnata in fig. 2 per i casi di aree  $A-B$  di  $1200 \text{ cm}^2$  e di  $400 \text{ cm}^2$ , ed aree  $C, D, E$  invariate. Tutto ciò vale per fotoni di energie superiori ad un certo valore imposto dall'apparecchio, in quanto i prodotti di materializzazione debbono attraversare almeno 3 pareti dei contatori  $D$  ed  $E$ .

Per valutare le  $ABDE - ABCDE$  del tipo  $b$ ) abbiamo eseguito una serie di misure variando la schermatura  $X$  dell'anticoincidenza.

## Risultati.

Riportiamo in tab. I i risultati ottenuti per diversi spessori di Piombo in  $X$  e in  $S$  (fig. 1). Le colonne contengono la quota a cui è avvenuta la misura, l'area dei piatti  $A-B$  (il dispositivo di anticoincidenza è rimasto sempre invariato), lo spessore in mm del Piombo  $X$  che scherma l'anticoincidenza,

quello del piombo  $S$  di materializzazione, le ore di misura, i numeri di coincidenza dei diversi tipi all'ora, ed alcuni rapporti che interessano la discussione.

TABELLA I.

m.s.m.	Aree $A \cdot B$	X	S	$h$	$\frac{ABC}{h}$	$\frac{ABCDE}{h}$	$\frac{ABDE}{h}$	$\frac{ABDE - ABCDE}{ABCDE}$	$\frac{ABC}{ABCDE}$	$\frac{(ABDE)_{\text{ant}}}{ABC} \cdot 10^4$
0	1200	0	0	130	25,54	17,04	17,26	0,0129	1,50	
		0	6	220	28,30	17,50	17,70	0,0114	—	$22 \pm 15$
		0	12	210	27,40	16,49	16,70	0,0127	—	$29 \pm 15$
		0	22	250	25,57	13,61	13,82	0,0154	—	$40 \pm 15$
		60	0	280	15,51	7,57	7,61	0,0079	2,04	
2000	1200	0	0	30	167,80	81,57	82,23	0,0202	2,05	
		0	6	120	169,79	93,90	95,70	0,0191	—	$26 \pm 14$
		0	12	115	166,21	84,34	85,70	0,0161	—	$10 \pm 14$
		0	22	130	170,03	77,11	78,67	0,0218	—	$34 \pm 13$
		60	0	120	94,92	30,63	31,06	0,0143	3,10	
2000	400	0	80	36,27	5,68	6,01		0,0580	6,38	
		0	12	160	65,07	36,58	37,37	0,0216	—	$41 \pm 15$
		0	22	150	60,06	32,99	33,70	0,0215	—	$39 \pm 15$

I valori segnati non sono corretti per le variazioni della pressione della temperatura atmosferica, perchè ne riteniamo indipendenti i rapporti fra misure contemporanee su cui ragioneremo.

Conviene rilevare subito che le misure con e senza Piombo in  $S$  non sono direttamente confrontabili. Nel primo caso le coincidenze  $(ABDE)_{\text{ant}}$  sono prodotte prevalentemente da elettroni di conversione di fotoni in Piombo, nel secondo esclusivamente da elettroni di conversione in ottone (pareti dei contatori). Il processo di materializzazione ha andamento diverso, alle basse energie, nelle due sostanze, e con l'ottone si possono osservare fotoni fino ad energie minori che col Piombo. Dai nostri dati si può ricavare soltanto una indicazione della presenza di molti fotoni di bassa energia negli sciami estesi; ma, pur prescindendo da questo risultato soltanto qualitativo, importa aver chiarito il diverso significato delle misure con 0 e 6 mm di Piombo in  $S$ .

Per valutare il numero di eventi  $ABDE - ABCDE$  del tipo  $b$ ) abbiamo eseguito delle misure schermendo il dispositivo con 60 mm di Piombo in  $X$ , in modo da farvi materializzare i fotoni ed eliminare gli eventi del tipo  $a$ ).

Si potrebbe dubitare che la materializzazione fosse incompleta a causa della notevole trasparenza del piombo per fotoni di bassa energia; una valutazione diretta dell'errore che si può commettere al riguardo è alquanto problematica a causa dell'incertezza della teoria della cascata a bassissime energie:

abbiamo tentato di ricavare indicazioni da misure supplementari e considerazioni indirette.

Ci riferiamo alle misure effettuate a 2 000 m senza Pb in *S* e rispettivamente 60 e 200 mm di Pb in *X*, nelle quali il rapporto  $(ABDE - ABCDE) : ABCDE$  cresce da 0,0143 a 0,0580. Senza tener conto del fatto che le osservazioni compiute sotto diversi assorbitori riguardano sciami in media diversi, ammettiamo che questo aumento relativo sia per intero dovuto alla maggior penetrazione in Pb dei fotoni di bassa energia, rispetto agli altri costituenti dello sciame. Ma secondo un calcolo di K. GREISEN (<sup>6</sup>) che riguarda appunto i fotoni di bassa energia negli sciami estesi, da 60 a 200 mm di Pb il rapporto fotoni/particelle ionizzanti cresce di un fattore 100: vale a dire che il contributo dei fotoni residui sotto 60 mm dev'essere dell'ordine di  $(0,0580 - 0,0143)/100$ , trascurabile rispetto al valore di 0,0143 misurato.

Un'altra considerazione che si fonda su nostri dati di misura e porta alla stessa conclusione, per quanto più imprecisa, verrà da noi riferita, ritenendola utile a verificare la coerenza interna delle misure.

Sempre in tab. I si vede che l'aggiunta dello schermo di 60 mm di Pb fa aumentare il rapporto  $ABC/ABCDE$ . A tale aumento possono contribuire due fatti: 1) l'aumento relativo del numero di fotoni di bassissima energia che, materializzandosi in *X*, sono segnalati in *C* soltanto, rispetto alle particelle che riescono ad attraversare i contatori *CDE*; 2) lo sparpagliamento laterale prodotto dal Piombo sulle particelle dello sciame, le quali giungono dall'aria in direzione prossima alla verticale, sparpagliamento che diminuisce la probabilità di coincidenze  $ABCDE$ . Risulta dal calcolo che il secondo contributo è sufficiente a giustificare l'ordine di grandezza del fenomeno. L'aumento ulteriore del rapporto, che si osserva passando da 60 a 200 mm di Piombo, non pare invece, se non in piccola parte, attribuibile a ragioni geometriche, ma piuttosto all'aumento del numero relativo dei fotoni di bassa energia; si conclude anche per questa via che il contributo dei fotoni sotto 60 mm è trascurabile e invece diventa sensibile sotto 200 mm.

Conveniamo dunque di considerare come coincidenze  $ABDE - ABCDE$  di tipo *b*) tutte quelle che si osservano sotto 60 mm. Per ricavare  $(ABDE)_{\text{ant}}/ABC$  bisogna ricordare che presumibilmente le coincidenze di tipo *b*) sono proporzionali alle  $ABCDE$ . Abbiamo quindi calcolato prima il rapporto  $(ABDE - ABCDE)/ABCDE$ , lo abbiamo corretto dalle coincidenze del tipo *b*) e siamo risaliti al rapporto  $(ABDE)_{\text{ant}}/ABC$ .

Nella misura al livello del mare il fondo è minore che a 2 000 metri per ragioni dipendenti dall'intensità e dalla distribuzione zenitale della radiazione.

Nella misura a 2 000 metri abbiamo adottato lo stesso valore del fondo (riferito alle  $ABCDE$ ) quando i contatori *AB* erano di 1 200 e di 400 cm<sup>2</sup>.

(<sup>6</sup>) K. GREISEN: *Phys. Rev.*, **75**, 1071 (1949).

## Discussione.

In base ai risultati raccolti possiamo cercare ora di farci un'idea della distribuzione dei fotoni negli sciami estesi.

Le densità e le zone di sciamo osservate pur variando da volta a volta, fluttuano attorno a certi valori più probabili che si possono dedurre dalla geometria usata facendo opportune ipotesi sulla struttura degli sciami stessi. Dalla sola ipotesi che le particelle in arrivo sull'area occupata dai contatori siano distribuite uniformemente, consegue che i contatori *A-B* di 400 cm<sup>2</sup> rivelano, in media, sciami di densità tripla di quelli di 1200 cm<sup>2</sup>. Potremo quindi aver notizie dei fotoni in sciami di diversa densità dalle due misure eseguite a 2000 metri, mentre per la dipendenza dall'altezza ci riferiremo a quella fatta su sciami di uguale densità media alle due quote.

Dai valori del rapporto  $(ABDE)_{\text{ant}}/ABC$  riportati in tab. I per i vari spessori di *X*, possiamo ricavare quelli di  $\alpha\lambda$  servendoci del grafico di fig. 2. Si ha  $\alpha\lambda_{1200} \sim (25 \pm 10) \cdot 10^{-3}$  sia a livello del mare che a 2000 metri e  $\alpha\lambda_{400} \sim (60 \pm 15) \cdot 10^{-3}$  a 2000 metri. Per determinare  $\alpha$  bisogna fissare  $\lambda$ ; per questo occorrerebbe conoscere lo spettro dei fotoni. Gli errori statistici della nostra misura non permettono di determinarlo, ma si può notare che fino a 10 mm di Piombo il valore di  $\lambda$  non dipende così criticamente dallo-spettro come per spessori maggiori: in mancanza di dati migliori ci serviremo di quelli calcolati da ARLEY per uno spettro

$$F(E) dE = \begin{cases} \frac{dE}{E} & \text{per } 10^7 < E < 1,5 \cdot 10^8 \text{ eV} \\ \left(\frac{1,5 \cdot 10^8}{E}\right)^{1,5} \frac{dE}{E} & \text{per } E > 1,5 \cdot 10^8 \text{ eV}, \end{cases}$$

che non è in contrasto coi nostri risultati e non dovrebbe essere molto lontano dal vero.

Il valore che così si ottiene per  $\lambda$ , tenendo conto anche dei fattori di riduzione geometrici, è dell'ordine di 0,2: sarebbe perciò  $\alpha_{1200} \cong 0,12$  alle due quote, e  $\alpha_{400} \cong 0,30$ .

Possiamo quindi affermare che  $\alpha$  è praticamente indipendente dalla quota e cresce al crescere della densità dello sciamo. Non crediamo invece si possa attribuire molto peso ai valori assoluti di  $\alpha$ , perché, come si è già fatto notare, il calcolo di essi dai dati dell'esperienza si fonda su ipotesi molto semplificative, quali l'indipendenza spaziale di fotoni ed elettroni dello sciamo e l'indipendenza di  $\lambda$  dalla densità  $A$ .

Poichè il modello di sciamo esteso che è stato sviluppato teoricamente finora è quello a cascata elettrofotonica, vediamo di confrontare i risultati della teoria.

con quelli della nostra esperienza. Supponendo che gli sciami estesi siano prodotti negli strati più alti dell'atmosfera, le nostre osservazioni, ad entrambe le quote, riguardano sciami che hanno oltrepassato il massimo del loro sviluppo: in essi dovrebbero trovarsi complessivamente poco più fotoni che elettroni, al di sopra dell'energia critica, e le proporzioni delle due componenti dovrebbero risultare indipendenti dalla quota.

Mentre i nostri risultati confermano il secondo punto, sembrerebbero invece contraddirre il primo. Bisogna però notare che ogni dispositivo per l'osservazione degli sciami estesi ha una probabilità assai maggiore di rivelare le zone periferiche dello sciaime che non la zona centrale. In una cascata elettrofotonica si prevede un addensamento dei fotoni al centro, ed una diffusione degli elettroni verso la periferia, provocata dallo scattering coulombiano. Una tale distribuzione si accorda con entrambe le nostre osservazioni, e cioè che il rapporto fotoni/elettroni va decrescendo con la densità della zona di sciamate osservata, e che esso è minore di 1. Riteniamo tuttavia prudente limitarci a codesta constatazione, senza voler attribuire ad essa il valore di prova per il modello a cascata; e soprattutto fissiamo l'attenzione sul dato fenomenologico della dipendenza di  $\alpha$  dalla quota e dalla densità.

Ringraziamo il dott. P. BUDINI per le utili discussioni.

#### SUMMARY

The photons of extensive showers are studied at sea level and at 2000 m a.s.l. with the anticoincidence method. The ratio between photons and electrons results practically not to depend on the height and increases with the shower-density. The photonic component present under heavy layers of lead is made evident.

# NOTE TECNICHE

## Uno speciale selettore temporale di impulsi elettronico.

A. ALBERIGI, F. LEPRI e G. STOPPINI

Istituto di Fisica dell'Università, Centro di Studio per la Fisica Nucleare del C.N.R. - Roma

(ricevuto il 24 Dicembre 1951)

**Riassunto.** — Viene descritto un circuito capace di selezionare l'ultimo di un numero a priori indeterminato di impulsi, distribuiti in un modo qualsiasi entro un intervallo di tempo prefissato.

Per condurre a termine ricerche volte a misurare i ritardi relativi con cui le particelle di uno sciame esteso atmosferico giungono ad una certa quota, abbiamo disegnato e messo a punto un nuovo tipo di amplificatore, che permette di individuare l'istante di inizio dell'ultimo di un numero a priori indeterminato di transienti, distribuiti in un modo qualsiasi entro un intervallo di tempo prefissato a partire dall'istante di inizio del primo di essi.

Il principio di funzionamento di questo circuito, che nel gergo di laboratorio abbiamo chiamato « ultimizzatore », è il seguente.

Gli impulsi di ingresso vengono rettangularizzati ed ugualizzati il più possibile in forma e durata: sia  $\delta$  il valore di quest'ultima. Gli impulsi rettangolari così ottenuti vengono sommati: in tal modo, se, ad esempio, il numero degli impulsi di ingresso è  $K$  ed il ritardo fra il primo e il  $K$ -mo è  $\tau$  (che supponiamo  $< \delta$ ), l'impulso di somma ha una durata totale  $\delta + \tau$  e una forma del tipo di quella mostrata nella fig. 1-d, eseguita per il caso  $K = 3$  supponendo nulli i tempi di salita e di discesa degli impulsi. L'impulso di tensione risultante dalla somma viene poi tagliato ad una ampiezza  $v'$  inferiore all'ampiezza del minore degli impulsi addendi e successivamente amplificato; si ottiene così un impulso rettangolare di durata  $\delta + \tau$  (fig. 1-e) il cui fronte iniziale è sostanzialmente il fronte iniziale del primo degli impulsi addendi, mentre il fronte finale coincide col fronte finale dell'ultimo di essi. Il segnale così ottenuto viene derivato ed inviato alla griglia di una valvola che viene

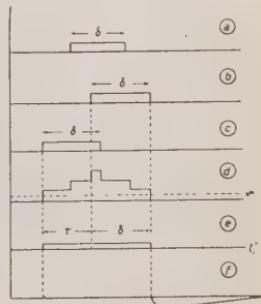


Fig. 1.

comandata dalla derivata del fronte finale; essa dà così un segnale d'uscita che è ritardata di  $\delta + \tau$  rispetto all'istante di inizio del primo dei transienti di ingresso, e di  $\delta$  rispetto all'istante di inizio dell'ultimo: cioè, a meno del ritardo fisso  $\delta$ , sincrona con quest'ultimo. Risulta evidente la necessità di ugualizzare il più possibile le durate dei singoli impulsi addendi, mentre, in linea di principio, non appare altrettanto importante ugualizzarne le ampiezze; in pratica, se si tiene conto del fatto che le velocità di salita dei fronti degli impulsi addendi sono finite, la precisione del circuito risulta accresciuta se anche le ampiezze degli impulsi stessi sono uguali.

Lo schema riprodotto in fig. 2 illustra il modo con cui viene realizzata la somma di impulsi aventi tutti esattamente ugual forma e durata. Ogni conta-

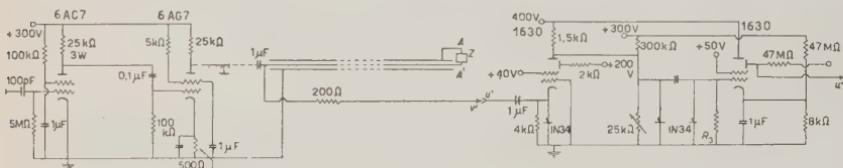


Fig. 2.

tore comanda, attraverso un primo stadio invertitore e amplificatore (6AC7), un pentodo ad elevata pendenza e capace di erogare, in regime impulsivo, correnti molto grandi (6AG7). Le placche dei diversi pentodi sono connesse fra loro e con l'estremo di un tratto di linea coassiale avente un tempo di trasmissione  $\delta/2$ ; l'altro estremo della linea è chiuso su una impedenza pari a circa un terzo dell'impedenza caratteristica.

L'accoppiamento delle placche della 6AG7 con la linea coassiale è realizzato mediante una capacità molto elevata; in tal modo il carico anodico comune di queste valvole in regime impulsivo (e per tempi dell'ordine di grandezza di  $\delta$ ) equivale con grande approssimazione ad una pura resistenza di valore pari alla impedenza caratteristica della linea. Le correnti anodiche impulsive dei diversi pentodi, sovrapponendosi su questo carico, producono impulsi di tensione che si propagano lungo la linea, riflettendosi, con inversione di segno, all'altra estremità. In tal modo, dopo un tempo  $\delta$ , all'inizio della linea, che può considerarsi aperto data l'elevata resistenza di placca dei pentodi, si ritrova il fronte di ciascun impulso riflesso, invertito e di ampiezza uguale all'impulso di andata: così per impulsi di comando sui singoli rami variamente distribuiti in un intervallo di tempo uguale a  $\delta$ , si ottiene una forma d'onda del tipo di quella della fig. 1-d. Le successive riflessioni sui due estremi della linea danno luogo, ad intervalli di tempo sempre uguali a  $\delta$ , a successivi impulsi di forma analoga, ma via via più attenuati: la loro presenza non produce però inconvenienti se si ha l'accortezza di rendere convenientemente lunghe le costanti di tempo dei circuiti successivi.

L'impedenza caratteristica della linea coassiale impiegata è di  $32\Omega$ . L'impedenza su cui la linea è chiusa all'estremo lontano è costituita da una resistenza antiinduttiva da  $10\Omega$  da gruppi  $RC$  adattati empiricamente in modo da correggere le caratteristiche passa basso della linea (fig. 3). L'impulso di somma viene amplificato mediante un amplificatore a larga banda realizzato

con una 1630 RC'A comandata di catodo; il diodo al germanio 1N34 in parallelo alla resistenza catodica limita l'escursione del catodo in modo da prevenire il formarsi di correnti di griglia, che risultano sempre molto dannose in questi tipi di valvole a focalizzazione degli elettroni. L'uscita dall'amplificatore viene tagliata mediante un secondo diodo 1N34, polarizzato ad una tensione  $v'$  opportunamente scelta: si ottiene in tal modo un impulso rettangolare (negativo) a fronti molto netti, di durata  $\delta + \tau$  (cfr. fig. 1-e), che viene inviato alla griglia di una seconda valvola tipo 1630 RCA attraverso la capacità di accoppiamento  $C$ , cortocircuitata a massa mediante un terzo diodo al germanio. Per impulsi negativi il diodo offre una resistenza trascurabile (dell'ordine di  $100\ \Omega$ ), e la capacità si carica ad una tensione assai prossima al valore di cresta; il fronte finale dell'impulso viene così trasferito sulla griglia della valvola successiva con una costante di tempo di accoppiamento che può essere relativamente grande, essendo determinata dalla resistenza  $R_3$  finché questa è piccola rispetto alla resistenza inversa del diodo (che per un buon diodo è dell'ordine di  $0,5\ M\Omega$ ). Si ottiene così, sulla griglia della valvola, un impulso sufficientemente lungo, che viene amplificato, invertito ed inviato ad un cathode follower d'uscita.

Fra le varie cause di imprecisione del circuito (che cioè determinano variazioni del ritardo, idealmente costante, fra l'impulso di uscita e l'ultimo dei segnali d'entrata) merita una particolare attenzione quella connessa con il taglio che si opera nell'impulso di somma, e dovuto al valore finito della velocità di salita del fronte finale dell'impulso stesso. Indichiamo con  $v$  l'ampiezza e con  $\tau'$  il tempo di salita totale del fronte finale dell'impulso, e con  $v'$  l'altezza del taglio; mediante aggiustamento dell'impedenza terminale della linea si può ottenere una compensazione della caratteristica di attenuazione tale che il fronte finale risulti approssimativamente rettilineo: in queste condizioni il ritardo introdotto dal taglio è evidentemente  $\tau'(1 - v'/v)$ , e dipende, in particolare dall'ampiezza  $v$  dell'impulso.

Le ampiezze degli impulsi « singoli » possono essere diverse per diversità delle correnti anodiche impulsive dei pentodi che li generano (mentre si può assumere che i tempi di salita totali  $\tau'$  siano gli stessi per tutti). Se, per esempio, si pone  $r' \sim v/4$ , la differenza da attendersi fra i ritardi introdotti dal circuito su impulsi di ingresso inviati su rami diversi risultano dell'ordine di  $(\tau'/3)\Delta r/v$ , essendo  $\Delta r/r$  la differenza percentuale fra le ampiezze dei corrispondenti impulsi di placca dei pentodi di somma (coincidente con la differenza percentuale delle correnti impulsive).

Le caratteristiche di emissione di più tubi elettronici dello stesso tipo possono, come è noto, essere sensibilmente diverse e inoltre dipendono sensibilmente dalla tensione di alimentazione del filamento, specie per forti erogazioni di corrente, e possono variare per invecchiamento dei tubi. Questo fatto costituisce un ovvio inconveniente dal punto di vista della precedente discussione sulla precisione del ritardo introdotto; ma le sue dannose conseguenze risultano fortemente attenuate, nel circuito qui descritto, dalla circostanza che i

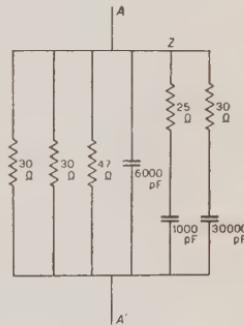


Fig. 3.

pentodi di somma vengono, dall'impulso di comando, rapidamente portati a lavorare in regime di elevata corrente di griglia, e che il rapporto fra corrente di placca e corrente di griglia è, in queste condizioni, sensibilmente indipendente dalle caratteristiche di emissione.

Si riconosce infatti facilmente che se la resistenza effettiva in serie con la griglia (che coincide praticamente con la resistenza di carico  $R$  della valvola precedente) è molto grande rispetto alla resistenza dinamica della griglia  $R_g$  del pentodo di somma (come è il caso per correnti di griglia elevate) e se la costante di tempo  $(R + R_g)C$  (dove  $C$  è la capacità di accoppiamento) è molto grande rispetto alla durata dell'impulso (come nel nostro caso), le correnti di griglia risultano sensibilmente uguali anche per pentodi aventi caratteristiche di griglia molto diverse. Le correnti anodiche impulsive dei singoli pentodi di somma risultano così sensibilmente ugualizzate. Assumendo una residua differenza percentuale del 5% (che è sicuramente eccessiva), si ottiene come limite superiore delle differenze di ritardo proprio del circuito, dovuti ad effetti di questo genere, il valore  $\sim 0,015 \tau'$ , cioè, per  $\tau' \approx 7 \cdot 10^{-8}$  s (come nel circuito, da noi costruito, in cui abbiamo usato come linea un cavo coassiale da  $32 \Omega$  lungo 127 m) un valore completamente trascurabile ( $\sim 10^{-9}$  s).

Una variazione del ritardo introdotto assai maggiore si ha naturalmente quando si presenta il caso sfavorevole in cui il fronte finale dell'impulso di somma ha una ampiezza multipla di  $v$ , per effetto di una esatta (o quasi) sovrapposizione di più impulsi singoli. Nelle condizioni sopra descritte, se  $n$  è il numero degli ingressi distinti (il numero dei contatori), nel caso più sfavorevole si ha una variazione di ritardo pari a  $\tau'(n - 1)/3$ .

Il circuito descritto è stato messo completamente a punto e provato a lungo, con comando periodico mediante impulsatori sfasabili, ma non è stato ancora sistematicamente impiegato in misure con contatori. Sono state eseguite accurate prove di stabilità rispetto a variazioni delle tensioni di alimentazione e le sue caratteristiche di funzionamento (e in particolare il valore del ritardo totale introdotto) sono risultate praticamente indipendenti da variazioni della tensione anodica entro un intervallo di  $\pm 8\%$  e di quella dei filamenti entro un intervallo di  $\pm 30\%$ , mantenendosi le variazioni del ritardo inferiori a  $\sim 5 \cdot 10^{-9}$  s.

Porgiamo i più sentiti ringraziamenti al dott. MEZZETTI per gli utili consigli forniti nel corso di questo lavoro.

---

#### S U M M A R Y

A special type of electronic pulse amplifier is described, which selects the last pulse in a temporal succession of an unknown number of pulses, distributed in an arbitrary way within a fixed time interval

# LETTERE ALLA REDAZIONE

(La responsabilità scientifica degli scritti inseriti in questa rubrica è completamente lasciata dalla Direzione del periodico ai singoli autori)

## Interazione dei mesoni $\pi$ con la materia nucleare

E. CLEMENTEL

Istituto di Fisica dell'Università - Padova

(ricevuto il 26 Febbraio 1952)

I recenti risultati sperimentali sui processi di scattering elastico ed anelastico dei mesoni positivi e negativi da parte dei nuclei e su quello di formazione di stelle osservati sia in lastre fotografiche da BERNARDINI<sup>(1)</sup> e collaboratori, che in camera di Wilson da SHAPIRO<sup>(2)</sup> e da BYFIELD, KESSLER e LEDERMAN<sup>(3)</sup>, possono essere interpretati da un punto di vista fenomenologico o descrivendo la materia nucleare come un continuo caratterizzato da un coefficiente di assorbimento e da un indice di rifrazione<sup>(4)</sup>, oppure rappresentando i nuclei con una buca a potenziale complesso<sup>(5)</sup>, di cui la parte immaginaria è responsabile del processo di assorbimento dei mesoni.

Ponendoci per ora dal primo punto di vista, ci occuperemo delle reazioni dei mesoni coi nuclei di Carbonio, che è appunto l'elemento usato nelle esperienze in camera di Wilson.

Tenendo conto del potenziale coulombiano, il vettore di propagazione dell'onda mesonica è  $k(r) = \hbar^{-1} \{2m[E - (Ze^2/r)]\}^{1/2}$ , dove  $m$  è la massa del mesone,  $E$  la sua energia cinetica, mentre  $Z$  è positivo per i mesoni positivi, negativo per quelli negativi. In materia nucleare, indicando con  $V$  il potenziale medio del mesone, il vettore di propagazione è  $k_1 + k(R)$ , dove

$$(1) \quad k_1 = k(R) \left\{ \left[ 1 - \frac{V}{E - (Ze^2/R)} \right] - 1 \right\},$$

ed  $R = r_0 A^{1/3}$  è il raggio del nucleo di peso atomico  $A$ . Per energie dell'ordine di qualche decina di MeV, la piccola variazione del potenziale coulombiano nel nucleo rispetto al suo valore al bordo può essere trascurata. Il rapporto  $[k_1 + k(R)]/k(R)$  fissa l'indice di rifrazione del nucleo.

<sup>(1)</sup> G. BERNARDINI, E. T. BOOTH e L. LEDERMAN: *Phys. Rev.*, **83**, 1075 (1951); G. BERNARDINI e F. LEVY: *Phys. Rev.*, **84**, 610 (1951).

<sup>(2)</sup> A. M. SHAPIRO: *Phys. Rev.*, **84**, 1063 (1951).

<sup>(3)</sup> H. BYFIELD, J. KESSLER e L. LEDERMAN: *Phys. Rev.*, in corso di stampa.

<sup>(4)</sup> S. FERNBACH, R. SERBER e T. B. TAYLOR: *Phys. Rev.*, **75**, 1352 (1951); H. A. BETHE, e R. R. WILSON: *Phys. Rev.*, **83**, 690 (1951).

<sup>(5)</sup> H. A. BETHE: *Phys. Rev.*, **57**, 1125 (1940); S. HAYAKAWA: *Phys. Rev.*, **82**, 836 (1951).

Quanto al coefficiente di assorbimento  $K$ , si ha semplicemente  $K = 1/\lambda$ , dove  $\lambda$  è il libero cammino medio per interazione in materia nucleare<sup>(6)</sup>. Il suo valore, almeno per mesoni di energia fra 30 e 100 MeV, varia fra  $2r_0$  e  $3r_0$ , con una dipendenza dall'energia finora non precisata.

Se l'onda mesonica fosse un'onda piana, la sua componente di momento angolare  $l$  percorrerebbe nel nucleo, in approssimazione semiclassica, una distanza  $2d_l = 2\sqrt{R^2 - r_l^2}$ , se  $r_l$  è il suo parametro d'urto, subendo pertanto uno sfasamento relativo

$$(2) \quad 2\delta_l = \left( k_1 + i \frac{K}{2} \right) 2d_l .$$

Noi trasporteremo senz'altro questo risultato all'onda mesonica, tenendo conto dell'effetto coulombiano solo nel calcolo del parametro d'urto, che sarà quindi dato da:

$$(3) \quad k(R)r_l = l + \frac{1}{2} .$$

Questo ragionamento è lecito solo per energie abbastanza elevate e numeri atomici non troppo grandi.

Usando ora l'espressione asintotica dell'onda coulombiana diffusa tenendo conto del potenziale nucleare,<sup>(7)</sup> la nota espressione dell'intensità di corrente, integrata su una sfera di raggio molto grande, dà il numero  $N_a$  di particelle diffuse, che diviso per il numero  $N_i$  di particelle incidenti, calcolato allo stesso modo con l'espressione dell'onda incidente, dà la sezione d'urto di scattering elastico

$$(4) \quad \sigma_s(k) = \iint |f_c(\theta)|^2 dS + \frac{2\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) \exp[-2\beta_l] \{ \cosh 2\beta_l - \cos 2\alpha_l \} ,$$

dove  $\alpha_l = k_1 d_l$  e  $\beta_l = (K/2)d_l$  sono la parte reale e la parte immaginaria di  $\delta_l$ . In modo analogo dall'espressione completa dell'onda, cioè incidente più diffusa, si calcola il numero  $N_a$  di particelle «assorbite», e quindi il rapporto  $N_a/N_i$  che dà la sezione d'urto di reazione (nucleare)

$$(5) \quad \sigma_r(k) = \frac{2\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) \exp[-2\beta_l] \operatorname{senh} 2\beta_l .$$

La sezione d'urto  $\sigma_r(k)$  contiene i tre processi di scattering anelastico, scattering con scambio di carica e formazione di stelle, e dipende solo da un parametro  $\lambda$ . Per mesoni di 60 MeV e per nuclei di Carbonio, scegliendo  $r_0 = 1,47 \cdot 10^{-13}$  cm, con  $\lambda = 2r_0$  si ottengono per  $\sigma_r$  i valori di 235 e 242 mb rispettivamente per i  $\pi^+$  ed i  $\pi^-$ , mentre con  $\lambda = 3r_0$  si hanno i valori 196 e 203 mb. Sperimentalmente, per mesoni di energia media 50 MeV, SHAPIRO trova  $214 \pm 37$  e  $240 \pm 54$  mb, mentre STEINBERGER<sup>(8)</sup> dà per mesoni di 60 MeV i valori di 229 e 237 mb, con un errore dell'ordine del 20%.

Quanto al processo di scattering, sempre per mesoni di 60 MeV e con nuclei di Carbonio, le misure differenziali<sup>(3)</sup> rivelano un marcato effetto di interferenza fra

<sup>(6)</sup> K. A. BRUCKNER, R. SERBER e K. M. WATSON: *Phys. Rev.*, **84**, 258 (1951).

<sup>(7)</sup> L. I. SCHIFF: *Quantum Mechanics* (New York, 1949), pag. 119.

<sup>(8)</sup> J. STEINBERGER: non pubblicato.

forze nucleari e coulombiane fra  $10^\circ$  e  $40^\circ$ , per cui la sezione d'urto per i mesoni negativi risulta superiore a quella dei positivi per un fattore variabile, che raggiunge il valore massimo di circa 4 intorno ai  $20^\circ$ . Questo effetto d'interferenza, che è reso dalla

$$(6) \quad \sigma_s(\theta) = |f(\theta)|^2 = |f_c(\theta)|^2 + |f_n(\theta)|^2 + 2\operatorname{Re}[f_c^*(\theta)f_n(\theta)],$$

fissa senz'altro il segno del potenziale  $V$ , che risulta essere attrattivo. Con  $\lambda = 2r_0$  e  $V = 30$  MeV la (6) dà per i mesoni positivi i valori di 145, 45, 34, 35 e 32 mb · ster $^{-1}$  rispettivamente per  $\theta = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ , mentre i corrispondenti rapporti  $\sigma_s^{(-)}(\theta)/\sigma_s^{(+)}(\theta)$  sono 1,4, 3,3, 3,0, 1,7 e 1,3.

Sia l'approssimazione del metodo, dove solo le onde  $l = 0,1$  « urtano » il nucleo, sia gli errori delle misure sperimentali non consentono una scelta decisiva per il valore di  $V$  sulla base delle misure differenziali. Si è quindi preferito per semplicità eliminare il contributo coulombiano e ridursi al solo scattering nucleare mediante la

$$(7) \quad \sigma_n(k) = \frac{1}{2} [\sigma_s^+(k) + \sigma_s^-(k)] - \int \int |f_c(\theta)|^2 dS.$$

Contro un valore sperimentale <sup>(3)</sup> di  $148 \pm 30$  mb, con  $\lambda = 2r_0$  si sono ottenuti dalla (7) i valori di 120, 135 e 172 mb rispettivamente per  $V = 15, 20, 30$  MeV. Risultati più corretti, e quindi più significativi agli effetti di un confronto sperimentale, ci si attendono trattando il problema dal secondo punto di vista, dove il nucleo viene sostituito con una buca a potenziale complesso  $V_n = V - i\sigma$ , e dove gli sfasamenti delle singole onde di momento angolare  $l$  vengono calcolati, per varie combinazioni di  $V$  e  $\sigma$ , usando il metodo di Wentzel-Kramers-Brillouin, nella generalizzazione proposta da LANGER <sup>(9)</sup>, mediante raccordo per  $r = R$  della derivata logaritmica delle autofunzioni.

<sup>(9)</sup> R. E. LANGER: *Phys. Rev.*, **51**, 669 (1937).

## Ionization Loss at Relativistic Energies and Polarization Effects.

M. SCHÖNBERG

*Centre de Physique Nucléaire de l'Université Libre - Bruxelles*

(ricevuto il 6 Marzo 1952)

The analysis of the polarization effects in the theory of ionization was first given by FERMI (<sup>1</sup>), using classical theory. Fermi's theory was extended and improved by WICK (<sup>2</sup>), HALPERN and HALL (<sup>3</sup>), A. BOHR (<sup>4</sup>) and the author (<sup>5,6</sup>), without any essential modifications of the basis of Fermi's work. The latest experimental results of BOWEN and ROSER (<sup>7</sup>), VOYVODYC (<sup>8</sup>) and GOSH, JONES and WILSON (<sup>9</sup>) show that the variation of ionization agrees approximately with the variation of the total loss predicted by the existing theory. This result is quite surprising, because the rate of total loss given by this theory should include in most cases an important contribution due to the emission of Cerenkov radiation, at relativistic energies—as shown by A. BOHR (<sup>4</sup>), MESSEL and RITSON (<sup>10</sup>) and the author (<sup>5,6</sup>)—and a total absorption of the Cerenkov radiation could not occur in all the aforementioned experiments. Recently (<sup>11</sup>) the author suggested that quantum effects should come in and reduce sharply the rate of emission of the high energy Cerenkov radiation, converting it into direct ionization. We have also pointed out that the unsatisfactory conclusions regarding the emission of Cerenkov radiation should be due to an inadequacy of the classical model of the atom as a system of harmonic oscillators.

In the existing theory, the polarization effects are taken into account by assuming that the ionizing particle moves in a homogeneous dispersive medium and by using the solution of the Maxwell equations for such a medium, the source of the field being the ionizing particle. This solution was given by FERMI (<sup>1</sup>) and discussed in more detail by the author (<sup>5,6</sup>). It has been generally used to compute the energy

(<sup>1</sup>) E. FERMI: *Phys. Rev.*, **57**, 485 (1948).

(<sup>2</sup>) G. C. WICK: *Ric. Scient.*, **11**, 273 (1940); **12**, 858 (1941); *Nuovo Cimento*, **9**, 302 (1943).

(<sup>3</sup>) O. HALPERN and H. HALL: *Phys. Rev.*, **57**, 459 (1940); **73**, 477 (1948).

(<sup>4</sup>) A. BOHR: *Det. Kgl. Dan. Vid. Sels.*, **24**, n. 19 (1948).

(<sup>5</sup>) M. SCHÖNBERG: *Bull. Cent. Phys. Nucl. Brux.*, n. 20 (1950).

(<sup>6</sup>) M. SCHÖNBERG: *Nuovo Cimento*, **8**, 159 (1951).

(<sup>7</sup>) T. BOWEN and F. X. ROSER: *Phys. Rev.*, **88**, 689 (1951).

(<sup>8</sup>) L. VOYVODIC: *Bristol Conference*, 1951.

(<sup>9</sup>) S. K. GOSH, G. M. D. B. JONES and J. G. WILSON: *Proc. Phil. Soc.*, **65**, 68 (1952).

(<sup>10</sup>) H. MESSEL and D. M. RITSON: *Phil. Mag.*, **41**, 1129 (1950).

(<sup>11</sup>) M. SCHÖNBERG: *Nuovo Cimento*, **9**, 210 (1952).

transfers at distances larger than atomic dimensions. The rate of loss per second due to distant interactions has been taken as the flux of the Poynting vector through a cylinder of radius  $\sim 10^{-8}$  cm with its axis on the path of the ionizing particle, the rate of total loss being obtained by adding the part due to close encounters given by the quantum theory of Bethe-Bloch-Williams, in which polarization effects are neglected. The Fermi procedure is not quite satisfactory, because the values of the field given by the Fermi solution of the Maxwell equations—even at large distances from the path—are strongly dependent on the polarization of the medium in the immediate neighbourhood of the path. In this region, the harmonic oscillator model of the atom breaks down and classical theory cannot be applied anyway. This is the reason for the unsatisfactory conclusions of the existing theory regarding the emission of the high energy Cerenkov bands. In order to carry through in a more consistent way the Fermi programme, we can neglect the contributions of the atoms lying close to the path, in the determination of the field used in the computation of the energy transfers at large distances. Mathematically this amounts to taking a field satisfying Maxwell equations for the vacuum inside a cylinder  $C_R$  with the ionizing particle as the source, and Maxwell equations (homogeneous) for a dispersive medium in the region outside  $C_R$  ( $C_R$  has its axis on the path and radius  $R$ ). The loss inside the cylinder must of course be computed with quantum theory.  $R$  must be taken much larger than the dimensions of the atomic system participating in the collision, in order that the loss at distances larger than  $R$  be given correctly by a classical theory in which the atomic system is treated as a system of harmonic oscillators, according to a well known theorem of WILLIAMS (12). The atomic system in consideration is formed by a large number of atoms, because of the polarization effects. It is convenient to take for  $R$  a value of about  $\sqrt{mc^2/4\pi Ne^2}$ ,  $N$  being the number of electrons per  $\text{cm}^3$  and  $m$  the rest mass of the electron, in order that the polarization effects be small for distances less than  $R$ . The rate of loss at distances larger than  $\varrho > R$  is

$$(1) \quad -\frac{dW_{\varrho}^{II}}{dx} = \frac{z_1^2 \varepsilon^2}{\pi v^2} \varrho i \int_{-\infty}^{+\infty} |B(\omega)|^2 \left( \frac{1}{\varepsilon(\omega)} - \beta^2 \right) k(-\omega) K_1(\varrho k(-\omega)) K_0(\varrho k(\omega)) \omega d\omega,$$

$$(2) \quad k^*(\omega) = \frac{\omega^2}{v^2} \{ 1 - \beta^2 \varepsilon(\omega) \}, \quad \left( \beta = \frac{v}{c}, \quad -\frac{\pi}{2} < \arg k(\omega) < \frac{\pi}{2}, \text{ for } \omega > 0 \right),$$

The function  $B(\omega)$  has a complicated behaviour in the neighbourhood of the zeros of  $\varepsilon(\omega)$ , but it may be replaced approximately by the following expression:

$$(3) \quad B(\omega) = R^{-1} \left[ K_0(Rk(\omega)) I_1 \left( \frac{|\omega|}{v} R \sqrt{1 - \beta^2} \right) \frac{|\omega|}{v} \sqrt{1 - \beta^2} + \right. \\ \left. + I_0 \left( \frac{|\omega|}{v} R \sqrt{1 - \beta^2} \right) K_1(Rk(\omega)) k(\omega) \right]^{-1},$$

$z_1 e$  being the charge and  $v$  the velocity of the ionizing particle and  $\varepsilon(\omega)$  the dielectric

(12) E. J. WILLIAMS: *Proc. Roy. Soc., A* **139**, 163 (1933).

constant for waves of circular frequency  $\omega$ . The  $I$  and  $K$  are modified Bessel and Hankel functions, respectively. Formula (1) differs from the corresponding one in Fermi's theory by the presence of the factor  $|B(\omega)|^2$ , which is nearly equal to 1 for non relativistic energies but introduces important changes for high energies. In the usual applications the dielectric constant  $\epsilon(\omega)$  may be taken as real. In this case it is possible to separate clearly the contributions of the direct ionization and excitation and the emission of Cerenkov radiation

$$(4) \quad -\frac{dW_e^{II}}{dx} = -\frac{dW_{\text{rad}}}{dx} + \frac{z_1^2 e^2}{v} \sum_{\bar{\omega}} \bar{\omega} a_{\bar{\omega}} \frac{|\bar{\omega}| \rho}{v} K_1\left(\frac{|\bar{\omega}| \rho}{v}\right) K_0\left(\frac{|\bar{\omega}| \rho}{v}\right) |B(\bar{\omega})|^2,$$

$$(5) \quad -\frac{dW_{\text{rad}}}{dx} = -\frac{z_1^2 e^2}{v^2} \int_{\text{bands}} \left( \frac{1}{\epsilon(\omega)} - \beta^2 \right) |B(\omega)|^2 \omega d\omega.$$

The  $\bar{\omega}$  are the zeros of  $\epsilon(\omega)$  and the  $a_{\bar{\omega}}$  the corresponding residues of  $\epsilon^{-1}(\omega)$ . In the right hand side of (5) the integration is taken over the Cerenkov bands ( $1 - \beta^2 \epsilon(\omega) < 0$ ), which do not contain energies above the highest ionization potential. Formula (5) is a modification of the formula of FRANK and TAMM (13) for the rate of emission of Cerenkov radiation, the difference being due to the factor  $|B(\omega)|^2$ . When the energy of the ionizing particle is such that  $(|\omega|/v) R \sqrt{1 - \beta^2} \ll 1$  for all the  $\bar{\omega}$ , we can simplify (3)

$$(6) \quad B(\omega) \asymp [K_1(Rk(\omega))Rk(\omega)]^{-1} \quad \left( \frac{|\bar{\omega}|}{v} R \sqrt{1 - \beta^2} \ll 1 \right).$$

It results from (6) that the intensity of the Cerenkov radiation with  $\omega > C/R$  is strongly reduced, whereas the intensity of the radiation with  $\omega \ll C/R$  is almost the same given by the formula of Frank and Tamm. The main effect of the factor  $|B(\omega)|$ , is to cut down the intensity of the high energy Cerenkov bands. The emission of Cerenkov radiation contributes far less to the total rate of loss than in a theory based on Fermi's solution of Maxwell equations. The terms which give the ionization-excitation loss in equation (4) are not accurate; their form is changed when the exact expression of  $B(\omega)$  is used, because of a shift of the poles in (1), but this has no practical importance since their contribution is very small.

The rate of loss at distances less than  $R$  can be obtained easily from the theory of Bethe-Bloch-Williams

$$(7) \quad \begin{aligned} \frac{dW^I}{dx} &= \frac{2\pi N z_1^2 e^4}{mv^2} \left| \log \frac{2mv^2 E_{\max}}{I_z^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right| - \\ &\quad \frac{2\pi N z_1^2 e^4}{mv^2} (1 - \beta^2) \sum_j f_j \left( \frac{\omega_j R}{v} \right)^2 \left[ \beta^2 \left\{ K_0 \left( \frac{\omega_j R}{v} \sqrt{1 - \beta^2} \right) \right\}^2 \right. \\ &\quad \left. - \beta^2 \left\{ K_1 \left( \frac{\omega_j R}{v} \sqrt{1 - \beta^2} \right) \right\}^2 + \frac{2v}{\omega_j R \sqrt{1 - \beta^2}} K_0 \left( \frac{\omega_j R}{v} \sqrt{1 - \beta^2} \right) K_1 \left( \frac{\omega_j R}{v} \sqrt{1 - \beta^2} \right) \right]. \end{aligned}$$

(13) I. FRANK and I. TAMM: *C. R. Ac. Sci. URSS*, **14**, 109 (1937).

We cannot use the ordinary quantum formulas involving only logarithms, because  $R$  is large and these formulas would not give a good accuracy.  $E_{\max}$  is the maximum energy transferable to an electron in a collision with the ionizing particle and  $I_Z$  is the mean ionization potential of the atoms of the medium atomic number  $Z$ . The  $\omega_j$  are the oscillator frequencies and the  $f_j$  the corresponding oscillator percentages.

The total rate of loss is

$$(8) \quad -\frac{dW}{dx} = -\frac{dW^I}{dx} - \frac{dW_R^H}{dx}.$$

The variation of the loss with energy, after the minimum of ionization, depends in general both on the contributions of the close and distant collisions, even when the increase due to  $E_{\max}$  is eliminated by considering only energy transfers less than a constant value  $E_{\lim}$  in close collisions. The influence of the close transfers limited to  $E_{\lim}$  depends on the variation of the terms with the  $K$  functions. The saturation value of the loss due to close collisions limited to  $E_{\lim}$  is

$$(9) \quad -\left(\frac{dW_{\text{sat}}^I}{dx}\right)_{\leq E_{\lim}} = \frac{2\pi N z_1^2 e^4}{mc^2} \left[ \log \left( \frac{m\gamma^2 R^2}{2\hbar^2} E_{\lim} \right) - \beta^2 \right] \\ \log \gamma = 0.577\dots \text{ (Euler constant).}$$

The loss  $-dW_R^H/dx$  also approaches saturation, as is shown by (4) and (5), when  $v$  tends to  $c$ . In most cases the contribution of the ionization-excitation to  $-dW_R^H/dx$  is negligible because of the large value of  $R$ , so that only the Cerenkov loss may be of some importance. The contribution of the Cerenkov radiation, at saturation, is roughly equal to that of the frequencies below  $c/R$  in the theory based on the Fermi field. Since the value (9) is somewhat less than the saturation value of Fermi, the total loss at saturation given by the present theory differs little from the Fermi value. The essential difference lies in the distribution of the loss between excitation and ionization and Cerenkov radiation: in the present theory most of the increase after the minimum comes from the quantum region and consists of ionization and excitation, whereas in the theory in Fermi's lines all the increase of the loss in the relativistic region is due to Cerenkov radiation. Thus we can understand the experimental results, which can not actually be conciliated with the predictions of the older theory, as is most clearly shown by the detailed numerical computations of JANSSENS and HUYBRECHTS (14).

The derivation of the formulas used in this letter and of more accurate expressions and the discussion of the experimental data will be given in a forthcoming paper of HUYBRECHTS and SCHÖNBERG.

(14) P. JANSSENS and M. HUYBRECHTS: *Bull. Cent. Phys. Nucl. Brux.*, n. 29 (1951).

## Accoppiamento spin-orbita e polarizzazione di neutroni.

M. VERDE

*Istituto di Fisica dell'Università - Torino*

(ricevuto il 13 Marzo 1952)

A proposito di forze nucleari si è più volte parlato da ultimo della necessità di introdurre un termine di accoppiamento spin-orbita nel potenziale di interazione. Gli argomenti che si portano di solito a sostegno di questa tesi sono di natura qualitativa. Essi sono intesi a spiegare certe regolarità empiriche di alcune proprietà nucleari, come ad esempio l'energia di legame o i momenti di quadrupolo elettrico.

Per avere informazioni più sicure sull'accoppiamento spin-orbita, è indispensabile ricorrere ad esperienze dirette in grado di darci la prova della vera esistenza di tale accoppiamento e di fornire dati quantitativi su di esso.

Ci sembra che gli effetti di polarizzazione dei prodotti di alcune reazioni nucleari e le distribuzioni angolari di alcuni urti elasticci, si prestino assai bene a questo scopo.

Neutroni non polarizzati, mandati contro un nucleo anche di spin zero, possono, dopo l'urto, in presenza di un accoppiamento spin-orbita, mostrare una direzione privilegiata dello spin, cioè essere polarizzati. Per la misura della polarizzazione viene suggerito, come per il caso analogo degli elettroni, un urto doppio. Nel secondo urto, i neutroni polarizzati a causa del primo mostrerebbero una dipendenza azimutale nella distribuzione angolare. Esperienze di questo tipo sono difficili a realizzare per questioni di intensità; il fascetto neutronico infatti subisce già nel primo urto una forte attenuazione.

L'esistenza di un accoppiamento spin-orbita può provocare in alcune reazioni nucleari la polarizzazione delle particelle prodotte. Su questa circostanza hanno richiamato l'attenzione vari autori<sup>(1)</sup><sup>(2)</sup>. In particolare, i neutroni prodotti dalla reazione di deutoni contro deutoni possono mostrare una polarizzazione normale al piano definito dalla direzione di incidenza e da quella dei neutroni prodotti, come è stato indicato da BLYN-STOYLE<sup>(2)</sup> e, indipendentemente da lui, in una ricerca fatta nel nostro Istituto<sup>(3)</sup>.

Se i neutroni della reazione  $d + d$  sono polarizzati, basta un solo urto per porlo in evidenza. Vogliamo occuparci in questa nota di questo fatto.

La valutazione per via teorica della polarizzazione dei neutroni generati nell'urto di due deutoni, non è possibile su una base sicura. Se  $\chi_+$  e  $\chi_-$  sono le due autofun-

<sup>(1)</sup> L. WOLFENSTEIN: *Phys. Rev.*, **75**, 1664 (1949).

<sup>(2)</sup> R. J. BLIN-STOYLE: *Proc. Phys. Soc.*, A **64**, 700 (1951).

<sup>(3)</sup> M. CINI: *Nuovo Cimento*, **8**, 1007 (1951).

zioni di spin del neutrone, l'ampiezza d'urto finale si scrive

$$(1) \quad \psi_f = \sum c_L (f_+^L(\vartheta, \varphi) \chi_+ + f_-^L(\vartheta, \varphi) \chi_-);$$

$c_L$  sono i pesi statistici relativi alle onde parziali di momento angolare  $\sqrt{L(L+1)}\hbar$ ,  $\vartheta$  e  $\varphi$  caratterizzano la direzione di emissione dei neutroni rispetto a quella di incidenza. Le due funzioni  $f$  contengono le coordinate di spin dell' $\text{He}^3$ . Esse dipendono, oltre che dall'energia dei neutroni incidenti, anche dall'eventuale stato di polarizzazione dei due deutoni prima dell'urto. A noi interessa il caso in cui questa polarizzazione non esiste. La sezione d'urto differenziale si scrive

$$(\psi_f, \psi_f) = \frac{1}{9} \sum_s \sum_M | \sum_L g_M^{L,s} P_M^L(\vartheta) |^2,$$

essendo  $P_M^L(\vartheta)$  il polinomio associato di Legendre di ordine  $L$ . Questa formula è una immediata conseguenza del comportamento delle  $f_\pm^L$  rispetto a rotazioni del riferimento. I coefficienti  $g_M^{L,s}$  dipendono dai valori che le singole ampiezze d'urto hanno per  $\vartheta = \varphi = 0$ . Essi sono inoltre sempre nulli se  $L$  ed  $S$  hanno la stessa parità, come conseguenza del fatto che nello stato iniziale si hanno due particelle di Bose identiche. La sezione d'urto risulta perciò un polinomio pari in  $\cos \vartheta$ . Per il calcolo della polarizzazione basta fare il valor medio dell'operatore  $\sigma_+ = \sigma_x + i\sigma_y$  che agisce sulle coordinate di spin del neutrone emesso. Dalla (1) segue:

$$(\psi_f, \sigma_+ \psi_f) = \sum c_L^* c_{L'} f_+^{L*}(\vartheta, \varphi) f_-^{L'}(\vartheta, \varphi).$$

Per rotazioni azimutali attorno alla direzione di incidenza, questa funzione si comporta come di momento angolare 1. Si ha precisamente:

$$(\psi_f, \sigma_+ \psi_f) = \exp[i\varphi] \sum c_L^* c_{L'} f_+^{L*}(0) f_-^{L'}(0) P_M^L(\vartheta) P_{M-1}^{L'}(\vartheta).$$

La quantità  $\sum c_L^* c_{L'} f_+^{L*}(0) f_-^{L'}(0) P_M^L P_{M-1}^{L'}$  è immaginaria pura, di conseguenza il vettore polarizzazione  $\mathbf{P} = (\psi_f, \sigma \psi_f)/(\psi_f, \psi_f)$  è normale al piano contenente le direzioni di incidenza e di emissione. Si può avere una informazione qualitativa sulla dipendenza della polarizzazione dall'energia dei deutoni incidenti, assumendo con KONOPINSKY e collaboratori (4) che ciascuna  $f^L$  sia il prodotto di una funzione dell'energia del tipo di un fattore di Gamow dovuto alle sole forze coulombiane, per una funzione molto più lentamente variabile dell'energia e di cui dovrebbero essere responsabili le forze nucleari (\*).

La determinazione sperimentale di  $\mathbf{P}$  diventa importante per risalire alla natura dell'accoppiamento spin-orbita che lo determina.

Nell'urto di neutroni polarizzati contro nuclei di spin zero, è preferibile prendere in considerazione nuclei come il  $\text{C}^{12}$  e l' $\text{O}^{16}$  che mostrano un numero relativamente basso di livelli di risonanza distanti fra di loro. Esistono già dati sperimentali sulle sezioni d'urto in dipendenza dall'energia (6) e su alcune distribuzioni angolari in corrispondenza di particolari valori dell'energia (5) (7). Questi ultimi dati

(4) F. M. BEIDUK, J. R. PRUETT e E. J. KONOPINSKY: *Phys. Rev.*, **77**, 622 (1950).

(\*) Una valutazione preliminare sulla base delle fasi valutate in (4) si trova nei lavori citati in (5) e (6).

(5) E. BALDINGER, P. HUBER, e W. G. PROCTOR: *Helv. Phys. Acta*, **25**, 142 (1952).

(6) R. RICAMO e W. ZÜNTI: *Helv. Phys. Acta*, **24**, 302 (1951).

(7) R. RICAMO: *Nuovo Cimento*, **8**, 893 (1951).

sono molto meno dettagliati e si riferiscono al valore medio  $\sigma(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int \sigma(\theta, \varphi) d\varphi$  che evidentemente non dipende dall'eventuale stato di polarizzazione dei neutroni incidenti. In queste esperienze i neutroni usati sono quelli della reazione  $d + d$ .

È consigliabile, invece, di studiare sperimentalmente la dipendenza azimutale della sezione d'urto attorno alla direzione di incidenza dei neutroni e sul piano normale ad esso, dove si trova il vettore della polarizzazione. Se  $P$  è la sua grandezza e  $\varphi$  è l'azimut a partire da esso, la dipendenza di  $\sigma(\theta, \varphi)$  da  $\varphi$  è

$$\frac{\sigma(\theta, \varphi)}{\sigma(\theta)} = 1 + P \sin \varphi \left\{ \frac{|\alpha + \beta|^2}{|\alpha|^2 + |\beta|^2} - 1 \right\}.$$

Nella condizione più favorevole di  $\alpha = \beta$ , l'effetto azimutale massimo è  $2P$ . I coefficienti  $\alpha$  e  $\beta$  sono legati alle fasi  $\delta_l^+$  e  $\delta_l^-$  relative ai due momenti angolari  $l + 1/2$  e  $l - 1/2$  dalle relazioni <sup>(8)</sup>:

$$\begin{cases} \alpha = \sum_l [(l+1) \exp[i\delta_l^+] \sin \delta_l^+ + l \exp[i\delta_l^-] \sin \delta_l^-] P_l(\cos \theta), \\ \beta = i \sum_l [\exp[i\delta_l^+] \sin \delta_l^+ - \exp[i\delta_l^-] \sin \delta_l^-] P_l^1(\cos \theta). \end{cases}$$

In particolare per  $\theta = \pi/2$ , posto  $\gamma_l^\pm = \exp[i\delta_l^\pm] \sin \delta_l^\pm$ , si ha:

$$(2) \quad \begin{cases} \alpha = \sum (-1)^l \frac{2l!}{2^{2l}(l!)^2} [(2l+1)\gamma_{2l}^+ + 2l\gamma_{2l}^-] \\ \beta = -i \sum (-1)^l \frac{(2l+1)!}{2^{2l}(l!)^2} [\gamma_{2l+1}^+ - \gamma_{2l+1}^-]. \end{cases}$$

In assenza di accoppiamento spin-orbita  $\beta = 0$  e l'effetto azimutale scompare. L'andamento delle fasi in funzione dell'energia viene espresso di solito come la somma di due termini

$$\delta_l = \bar{\delta}_l + \text{arc cotg} \frac{E_r - E}{\Gamma/2},$$

di cui il primo rappresenta la parte proveniente dal cosiddetto « potential scattering » ed è una funzione lentamente variabile dell'energia, l'altro è importante nell'intorno delle risonanze. Si può scrivere

$$\gamma_l^\pm = \bar{\gamma}_l^\pm + \exp[2i\bar{\delta}_l^\pm] \frac{\Gamma^\pm/2}{(E_r^\pm - E) - i\Gamma^\pm/2},$$

essendo  $E_r^\pm$  i livelli di risonanza relativi ai momenti,  $l \pm 1/2$  e  $\Gamma^\pm$  le larghezze corrispondenti.

Dalle (2) risulta che in  $\beta$  entrano solo i momenti orbitali dispari, ed in  $\alpha$  solo quelli pari. Per avvicinarsi alla condizione più favorevole di  $\alpha = \beta$  bisogna porsi attorno ad un livello di risonanza dove si manifesta una rapida variazione della fase

<sup>(8)</sup> J. V. LEPORE: *Phys. Rev.*, **79**, 137 (1950).

coll'energia. Se si tratta di un livello di risonanza pari, in  $\beta$  comparirà la differenza tra i due termini  $\bar{\gamma}_{2l+1}^+ - \bar{\gamma}_{2l+1}^-$  dovuti al « potential scattering ». Non è affatto giustificato ammettere a priori l'indipendenza di  $\bar{\gamma}_{2l+1}$  dalla orientazione dello spin relativa all'orbita, è anzi nello spirito del modello nucleare a gusci di aspettarsi il contrario da parte di un nucleo diffusore che agisce con un campo centrale nel quale si fa sentire l'accoppiamento spin-orbita. Ci sarebbe dunque un effetto azimutale nelle vicinanze di un livello pari. La risonanza  $S$  trovata recentemente nell' $O^{16}$  per l'energia  $E = 2,37$  MeV, oppure quella del  $C^{12}$  per  $E = 3,62$  MeV, dove il solo « potential scattering  $P$  » è praticamente importante, si presterebbe alla prova sperimentale di questa circostanza e potrebbe servire a fornire l'argomento a favore del campo centrale.

Se invece la differenza  $\bar{\gamma}_{2l+1}^+ - \bar{\gamma}_{2l+1}^-$  non è apprezzabile, occorrerà porsi nelle vicinanze di un livello di risonanza dispari per avere un  $\beta \neq 0$ . In questa seconda eventualità c'è anche modo di discriminare i due livelli  $l + 1/2$  e  $l - 1/2$  perchè i massimi della sezione d'urto nella sua dipendenza azimutale sarebbero spostati l'uno rispetto all'altro di  $180^\circ$ .

## LIBRI RICEVUTI E RECENSIONI

**GRIMSEHL** — *Lehrbuch der Physik;*  
Band II: *Elektromagnetisches  
Feld*, 12. Auflage. Ss. VIII + 552  
mit 725 Abbildungen. B.G. Teub-  
ner, Leipzig, 1951.

L'opera del GRIMSEHL, i cui volumi sono attualmente fatti tra la 12<sup>a</sup> e la 15<sup>a</sup> edizione, è troppo nota anche in Italia perchè se ne debba qui fare una dettagliata recensione.

In questa nuova edizione, curata da W. SCHALLREUTER con la collaborazione di R. SEELIGER, essa sarà suddivisa in quattro volumi, il primo dei quali comprenderà la meccanica (inclusa l'idrodinamica e l'acustica) e la termologia; il secondo (quello di cui ci stiamo occupando) l'elettricità e il magnetismo; il terzo l'ottica e il quarto ed ultimo sarà dedicato alla fisica atomica in senso lato. I primi tre volumi conserveranno il carattere sperimentale elementare delle precedenti edizioni, mentre il quarto sarà un po' più orientato verso l'impostazione teorica delle questioni trattate. Il nuovo ordinamento ha naturalmente consigliato

anche una revisione del contenuto dei singoli paragrafi e una più netta separazione tra la presentazione e descrizione dei fenomeni e la discussione del loro significato dal punto di vista teorico.

In questo secondo volume, ampia e notevole anche dal punto di vista didattico la parte propriamente sperimentale, corredata dalla descrizione di un gran numero di strumenti e applicazioni tecniche particolari, largamente corredata da grafici, schemi e fotografie. Spesso non molto soddisfacenti, invece, e discutibili dal punto di vista critico, i procedimenti adottati per l'introduzione delle grandezze fondamentali e per l'enunciazione delle proprietà fondamentali dei campi.

Comunque, lo scopo che si propone il volume, che è quello di offrire al discente un primo chiaro ed ampio panorama dei fenomeni elettrici e delle loro applicazioni, si può dire raggiunto in modo soddisfacente.

Dignitosa dal punto di vista tipografico l'edizione, anche se lontana dalla perfezione di molte altre di Teubner.

M. AGENO

PROPRIETÀ LETTERARIA RISERVATA

Direttore responsabile: G. POLVANI

Tipografia Compositori - Bologna

Questo fascicolo è stato licenziato dai torchi il 23-III-1952